

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени  
Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО УЧРЕЖДЕНИЯ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени  
М.В. ЛОМОНОСОВА»

На правах рукописи

Панов Александр Дмитриевич

**Энергетические спектры ядер первичных космических  
лучей от протонов до железа по результатам  
эксперимента ATIC-2**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

Москва

2014

# Оглавление

## Введение

6

<b>1 Ядерная компонента первичных космических лучей в прямых измерениях (обзор)</b>	<b>17</b>
1.1 Диффузионная модель распространения ГКЛ . . . . .	18
1.2 Представление о «стандартной модели» происхождения космических лучей . . . . .	23
1.3 Прямые методы исследования космических лучей и методы ШАЛ . . . . .	24
1.4 Спектры протонов и ядер гелия в прямых измерениях первичных космических лучей . . . . .	26
1.4.1 Магнитные спектрометры . . . . .	27
1.4.2 Калориметры . . . . .	34
1.4.3 Эмульсионные эксперименты . . . . .	45
1.4.4 Резюме . . . . .	52
1.5 Спектры ядер ( $Z \geq 3$ ) в прямых измерениях первичных космических лучей	52
1.5.1 Эксперименты до НЕАО-3 . . . . .	54
1.5.2 Космическая обсерватория НЕАО-3 . . . . .	62
1.5.3 Спектрометры CRN, Сокол, RICH . . . . .	67
1.5.4 Тяжелые ядра в экспериментах с эмульсионными камерами . . . . .	70
1.5.5 Резюме . . . . .	72
1.6 Спектр всех частиц . . . . .	74
1.6.1 Спектр всех частиц в прямых измерениях и в измерениях ШАЛ . .	74
1.6.2 Эксперимент ТИК . . . . .	75
1.6.3 Резюме . . . . .	77
1.7 Выводы по обзору литературы . . . . .	77
<b>2 Эксперимент ATIC</b>	<b>97</b>
2.1 Эволюция концепции спектрометра на ранних стадиях проекта (1994–1999 гг.)	97

2.2	Конструкция спектрометра . . . . .	99
2.2.1	Кремниевая матрица . . . . .	100
2.2.2	BGO калориметр . . . . .	101
2.2.3	Сцинтиляционные гадоскопы и графитовая мишень . . . . .	102
2.2.4	Электроника и система сбора данных . . . . .	102
2.3	Испытание спектрометра на пучке в CERN . . . . .	104
2.4	Научные события и реконструкция траектории первичной частицы . . . . .	106
2.5	Полеты спектрометра ATIC . . . . .	109
<b>3</b>	<b>Измерение зарядов первичных частиц с помощью кремниевой матрицы</b>	<b>121</b>
3.1	Гелиевая калибровка кремниевой матрицы . . . . .	122
3.2	Временная стабильность счетного тракта кремниевой матрицы . . . . .	123
3.3	Коррекция нелинейности счетного тракта для больших зарядов . . . . .	124
3.4	Зарядовое разрешение: результаты . . . . .	126
3.5	Проблема альбедо в измерении заряда первичной частицы . . . . .	127
3.5.1	Альбедо: эксперимент . . . . .	128
3.5.2	Альбедо: симуляция . . . . .	128
3.5.3	Влияние обратных токов на измерение заряда первичной частицы .	130
3.6	Выходы . . . . .	131
<b>4</b>	<b>Измерение энерговыделения сцинтиляционным BGO-калориметром в эксперименте ATIC</b>	<b>138</b>
4.1	Амплитудная калибровка BGO калориметра . . . . .	138
4.2	Коррекция температурной чувствительности BGO калориметра. . . . .	141
4.2.1	Определение термочувствительности калориметра по сдвигу мюонных пиков в предполетный период . . . . .	143
4.2.2	Определение термочувствительности по различию положений предполетного мюонного пика и полетного протонного пика для событий без ядерного взаимодействия . . . . .	144
4.2.3	Определение термочувствительности калориметра по суточным колебаниям положений протонного и гелиевого пиков для событий без ядерного взаимодействия. . . . .	145
4.2.4	Определение термочувствительности калориметра по корреляции скорости счета и температуры . . . . .	147

4.2.5	Время термической релаксации калориметра и эффективная темпера-		149
тура калориметра . . . . .			
4.3	Обсуждение результатов . . . . .		152
<b>5</b>	<b>Калибровка системы сцинтиляционных гаммоскопов и ее использование</b>		
	<b>в качестве дополнительного детектора заряда</b>		<b>167</b>
5.1	Калибровка длины затухания света в стрипах . . . . .		168
5.2	Мюонная калибровка гаммоскопов . . . . .		169
5.3	Междиапазонная калибровка ФЭУ . . . . .		170
5.4	Коррекция нелинейности отклика сцинтилляторов . . . . .		171
5.5	Коррекция координатно-зависимой нелинейности . . . . .		172
5.6	Алгоритм реконструкции заряда ядер с использованием одновременно кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов . . . . .		173
5.7	Результаты . . . . .		176
<b>6</b>	<b>Восстановление спектра энергий частиц по спектру энерговыделений в</b>		
	<b>калориметре (деконволюция)</b>		<b>188</b>
6.1	Деконволюция как некорректно поставленная задача и ее решение методом		
	тихоновской регуляризации . . . . .		188
6.2	Минимизация функционала $S(N_1, \dots, N_n)$ . . . . .		191
6.3	Проблема вычисления ошибок и выбор параметра регуляризации $\tau$ . . . . .		193
6.4	Вычисление матрицы отклика (аппаратной функции) калориметра, искусственный порог калориметра . . . . .		196
6.5	Проверка метода и результаты . . . . .		197
6.6	Реконструкция первичного спектра методом дифференциальных сдвигов .		198
<b>7</b>	<b>Спектры протонов и ядер гелия</b>		<b>208</b>
7.1	Реконструкция спектров энерговыделений $E_d$ . . . . .		208
7.2	Реконструкция абсолютных потоков ядер и учет остаточной атмосферы .		210
7.3	Результаты и обсуждение . . . . .		211
<b>8</b>	<b>Спектры ядер тяжелее гелия, спектр всех частиц и энергетическая за-</b>		
	<b>висимость среднего логарифма атомного веса.</b>		<b>225</b>
8.1	Методика определения спектров ядер $4 \leq Z \leq 14$ . . . . .		226
	8.1.1 Генерация зарядовых диапазонов, зависящих от $E_d$ . . . . .		226
	8.1.2 Вычитание фона, производимого протонами и гелием . . . . .		227

8.1.3	Фоны от группы ядер $Z \geq 15$ для ядер $Z = 4 \div 14$	228
8.1.4	Ширина и форма зарядовых линий тяжелых ядер	229
8.1.5	Проблема взаимных фонов и решение обратной задачи для перекрытия зарядовых линий	231
8.1.6	Переход от спектра энерговыделений к абсолютным спектрам на входе в прибор	231
8.1.7	Переход к абсолютным потокам ядер на входе в атмосферу	232
8.2	Результаты для обильных четных ядер	233
8.3	Относительные интенсивности потоков ядер B-C-N-O	237
8.4	Спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса	240
<b>9</b>	<b>Отношение потоков ядер от серы до марганца к потоку железа в эксперименте ATIC-2</b>	<b>251</b>
9.1	Введение	251
9.2	Методика	252
9.3	Результаты	255
9.3.1	Излом в отношениях группы $H^-$ к железу	255
9.3.2	Статистическая значимость результата	256
9.3.3	Изгиб в отношении спектров обильных четных ядер к спектру железа	258
9.4	Является ли излом в отношении потоков артефактом данных эксперимента ATIC?	260
9.4.1	Отношение потока ядер области $H^-$ к потоку обильных четных ядер C, O, Ne, Mg, Si	261
9.4.2	Отношение потоков ядер области супер-железа к потоку железа	261
9.4.3	Отношение спектра $H^-$ эксперимента ATIC к спектру железа других экспериментов	262
9.5	К интерпретации излома в отношении потоков ядер группы $H^-$ и железа.	263
<b>10</b>	<b>Статус результатов спектрометра ATIC в свете данных новейших экспериментов</b>	<b>284</b>
10.1	Современные эксперименты, в которых измеряются энергетические спектры ядер космических лучей	285
10.1.1	CREAM	285
10.1.2	TRACER	289

10.1.3 PAMELA . . . . .	291
10.1.4 BESS-Polar . . . . .	293
10.1.5 AMS-02 . . . . .	294
10.2 Различие наклонов спектров протонов и гелия . . . . .	297
10.3 Нестепенной характер спектров протонов и гелия . . . . .	300
10.4 Нестепенное поведение спектров обильных ядер тяжелее гелия . . . . .	303
10.5 Отношения B/C и N/O . . . . .	304
10.6 Излом в отношении тяжелых ядер S-Cr к ядру железа и изгиб в отношении тяжелых обильных ядер к ядру железа . . . . .	306
10.7 Новейшие результаты PAMELA и AMS-02 для B/C и модель CGB . . . . .	307
10.8 О перспективах прямых методов исследования космических лучей . . . . .	308
<b>Основные результаты и выводы</b>	<b>326</b>
<b>Благодарности</b>	<b>329</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЯ</b>	<b>330</b>
<b>A Аномалии в работе аппаратуры ATIC-1, ATIC-4, начального периода полета ATIC-2 и возможность их коррекции</b>	<b>330</b>
A.1 Характер аномалий в работе триггера . . . . .	330
A.2 Причина падения эффективности триггера при росте энергии и заряда частиц	331
A.3 Реконструкция первичного спектра для данных правильного участка ATIC-2, прошедших фильтрацию энергетическими воротами верхнего слоя калориметра . . . . .	335
A.4 Реконструкция первичных спектров протонов и гелия по данным ATIC-4, ATIC-1 и ATIC-2(S1S3-1=0V) . . . . .	338
<b>B Тесты Григорова</b>	<b>352</b>
<b>Литература</b>	<b>355</b>

# Введение

## Актуальность темы

Ядерная компонента галактических космических лучей является одной из основных компонент межзвездной среды, изучение которой чрезвычайно важно по множеству причин как теоретического, так и практического характера. Энергетические спектры ядер позволяют получить информацию об источниках космических лучей и о межзвездной среде, определяющей механизмы их распространения в Галактике. Потоки ядер являются основой для расчетов потоков вторичных космических частиц, в частности, антипротонов и позитронов, которые имеют большое значение для изучения физики темной материи, первичных черных дыр и других экзотических астрофизических объектов. Спектры ядер космических лучей нужны для расчетов потоков атмосферных мюонов и нейтрино, что важно, например, для наземных экспериментов, связанных с поиском космических нейтрино. Наконец, знание интенсивностей потоков ядер с различными энергиями требуется для оценки радиационной обстановки в космосе и на поверхности планет, лишенных плотной атмосферы, что имеет практическое значение для освоения космического пространства и планет Солнечной системы.

В тоже время, на конец 1990-х годов, когда планировался и готовился эксперимент ATIC (Advanced Thin Ionization Calorimeter), информация об энергетических спектрах ядер космических лучей была очень неполна и противоречива.

Для спектров протонов и гелия имелись измерения нескольких магнитных спектрометров, которые приводили к согласованной картине в области энергий от единиц ГэВ/нуклон до не более чем 100–200 ГэВ/нуклон. Для энергий выше нескольких ТэВ/нуклон для спектров протонов и гелия имелись результаты нескольких эмульсионных и калориметрических экспериментов, но эти данные отличались противоречивостью и низкой статистической обеспеченностью. Для промежутка энергий между 100 ГэВ и примерно 3 ТэВ на нуклон имелись только данные калориметрического эксперимента M.J. Ryan и др. [1] и результаты для интегральных спектров, полученные на спутниках

Протон [2, 3, 4]. Однако, результаты [1] и спутников Протон противоречили друг другу, при этом еще результаты [1] плохо согласовывались с данными магнитных спектрометров для более низких энергий, а в результатах Протонов имелись противоречия внутри самой этой серии экспериментов. Тем самым, промежуток энергий 100 ГэВ–3 ТэВ на нуклон оставался практически полностью неизученным. При этом результаты эмульсионных экспериментов плохо ложились на продолжение низкоэнергетических данных магнитных спектрометров, поэтому оставалось непонятным, что происходит со спектрами протонов и гелия в неисследованном диапазоне энергий.

В отношении спектров ядер тяжелее гелия основная проблема состояла в том, что почти полностью отсутствовали статистически обеспеченные данные для энергий выше 200 ГэВ/нуклон. Для обильных ядер C, O, Ne, Mg, Si только эксперимент CRN [5] дал по одной экспериментальной точке для каждого из этих ядер при энергии выше 200 ГэВ/нуклон; имеющиеся данные некоторых других экспериментов из диапазона энергий 200–1000 ГэВ/нуклон были плохо статистически обеспечены. Для железа результаты нескольких экспериментов дали спектральные точки в диапазоне энергий 200–5000 ГэВ/нуклон, но все данные имели большие статистические ошибки. Оставалось неясным, имеют ли спектры тяжелых ядер степенной характер при энергиях выше  $\sim 100$  ГэВ/нуклон.

Для отношений потоков вторичных ядер к первичным ситуация была еще более тяжелой. Отношение B/C было статистически и методически надежно измерено в эксперименте HEAO-3-C2 только до энергии 35 ГэВ/нуклон [6], все данные при более высоких энергиях были плохо статистически обеспечены и противоречивы. Отношения потоков некоторых тяжелых ядер  $16 \leq Z \leq 24$  к потоку железа были статистически надежно измерены до энергий 200–600 ГэВ в эксперименте HEAO-3-C3 [7], но содержали странную аномалию в отношениях Ar/Fe и Ca/Fe, которую сами авторы считали возможным признаком методической ошибки.

Таким образом, имелась настоятельная необходимость в прямых измерениях статистически и методически надежных спектров ядер от протонов до железа с индивидуальным разрешением по заряду в диапазоне энергий от нескольких десятков ГэВ/нуклон до нескольких десятков ТэВ/нуклон, с тем, чтобы 1) с запасом заполнить брешь в данных для спектров протонов и гелия между 200 ГэВ/нуклон и  $\sim$ ТэВ/нуклон; 2) продолжить результаты измерений спектров тяжелых ядер до возможно более высоких энергий и устранить ряд имеющихся неясностей в отношениях потоков тяжелых ядер. Баллонный спектрометр ATIC, разработанный для решения именно этого круга задач, совершил три

успешных полета вокруг Южного полюса, и собранные им данные требуют тщательного анализа и осмысления.

## Цель работы

Целью работы является 1) разработка набора экспериментальных методик, связанных с обработкой данных баллонного эксперимента ATIC, начиная с чтения, интерпретации и коррекции сырых полетных данных, кончая получением энергетических спектров ядер на границе атмосферы; 2) получение на основе этих методик энергетических спектров основных обильных ядер от протонов до железа и отношений потоков различных ядер, включая отношение потоков ядер, богатых вторичной компонентой, к первичным ядрам, в диапазоне энергий от  $\sim 50$  ГэВ до  $\sim 100$  ТэВ на частицу; 3) анализ полученных результатов на предмет их соответствия наиболее распространенным моделям происхождения и распространения космических лучей.

## Новые научные результаты и положения, выдвигаемые для публичной защиты

1. Разработана система обработки данных эксперимента ATIC, включая: методику амплитудной калибровки всех детекторов и методику реконструкции энерговыделений в детекторах; методику коррекции температурного дрейфа BGO-калориметра; методику реконструкции событий, включающую определение траектории по данным позиционно-чувствительного калориметра и кремниевой матрице, определение заряда по кремниевой матрице и по данным сцинтиляционного гадоскопа; методику реконструкции спектров частиц по спектрам энерговыделений тонкого калориметра с использованием дифференциального сдвига и с использованием полного решения некорректно поставленной обратной задачи методом регуляризации Тихонова; методики решения обратной задачи для учета перекрытия линий зарядового распределения и обратной задачи для перехода от спектров на входе в спектрометр к спектрам на границе атмосферы.

2. С использованием разработанных методик получены энергетические спектры ядер, отнесенные к границе атмосферы, и отношения спектров, в том числе: спектры протонов и ядер гелия в диапазоне энергий от 50 ГэВ до 30 ТэВ на частицу; спектры ядер C, O, Ne, Mg, Si, Fe в диапазоне энергий от 200 ГэВ до 20-30 ТэВ на частицу; спектры нескольких групп ядер (CNO, Ne-S и др.) от энергий 200 ГэВ до энергий более 100 ТэВ

на частицу; суммарный спектр всех ядер тяжелее бора в терминах энергии на нуклон от энергии 20 ГэВ/нукл до энергии 5 ТэВ/нуклон; отношения потоков B/C, N/O до энергии 300 ГэВ/нукл и отношение  $(16 \leq Z \leq 24)/\text{Fe}$  до энергии 600 ГэВ/нуклон; отношения спектров обильных тяжелых ядер к спектру железа до энергии 600 ГэВ/нукл; спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса в диапазоне энергий от 200 ГэВ до 150 ТэВ на частицу.

3. Проведенный анализ полученных спектров и отношений потоков выявил ряд новых явлений, которые не могут быть поняты в рамках стандартных представлений, основанных на предположении одинаковых степенных спектров магнитной жесткости в источнике для всех ядер и на однородных моделях распространения космических лучей в межзвездной среде:

3.1. Обнаружено различие наклонов спектров протонов и гелия в диапазоне энергий от 50 ГэВ до 10 ТэВ на частицу, эффективно эквивалентное различию спектральных индексов 0.12 (спектр протонов круче спектра гелия);

3.2. Обнаружен нестепенной характер поведения спектров протонов и гелия в форме эффективного уменьшения модуля спектрального индекса на величину около 0.1 в области энергий между 100 до 400 ГэВ/нуклон;

3.3. Обнаружен нестепенной характер поведения спектров ядер тяжелее гелия в форме у положения этих спектров в области между энергиями 200 и 700 ГэВ/нуклон;

3.4. Обнаружено сложное поведение энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса в промежутке между энергиями 200 ГэВ и 30 ТэВ, выражющееся в наличии максимума вблизи энергии 2 ТэВ и (менее достоверно) минимума вблизи энергии 8 ТэВ;

3.5. Обнаружен излом в отношении потоков  $(16 \leq Z \leq 24)/\text{Fe}$  вблизи энергии 50 ГэВ/нукл со сменой падающей зависимости на растущую.

3.6. Обнаружен изгиб в отношении спектров обильных тяжелых ядер к спектру железа вблизи энергии 30 ГэВ/нукл со сменой падающей зависимости на растущую.

## Научная новизна

Научная новизна определяется, *во-первых*, тем, что спектрометр ATIC является прибором нового поколения для изучения спектров космических лучей, обладающий принципиально новыми возможностями по сравнению с инструментами предыдущих поколений. В спектрометре ATIC впервые была использована кремниевая матрица высокой сегмен-

тированности в сочетании с полностью активным высокосегментированным калориметром, дающим детальную пространственную картину развития ядерно-электромагнитного каскада в приборе. Новая конструкция прибора позволила надежно решить проблему обратных токов и получить качественно более надежные и разнообразные экспериментальные данные, чем это было доступно более старым инструментам. В том числе, научная новизна определяется достигнутой рекордно большой шириной энергетических диапазонов измеренных спектров ядер при их достаточно высокой статистической и методической надежности при измерении одним прибором по единой методике. В частности, полностью перекрыт интервал неопределенности в данных для спектров протонов и гелия от 100 ГэВ до 3 ТэВ, который существовал до эксперимента ATIC. Спектры основных обильных четных ядер космических лучей C, O, Ne, Mg, Si, Fe удалось измерить с достаточной статистической надежностью в широком диапазоне энергий от 200 ГэВ до нескольких десятков ТэВ на частицу, что и позволило выявить нестепенное поведение спектров при высоких энергиях. Спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса были измерены одним прибором в рекордно широком диапазоне энергий: от 200 ГэВ до более чем 100 ТэВ на частицу, что позволило наблюдать сложное поведение энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса и показать, что спектр всех частиц гладко выходит на результаты измерений ШАЛ при более высоких энергиях. До рекордно высоких энергий (около 600 ГэВ/нукл) и с достаточной статистической надежностью проведены измерения отношений потоков тяжелых ядер  $16 \leq Z \leq 24$  к ядру железа, а также обильных четных ядер к ядру железа, что позволило обнаружить неожиданное сложное поведение этих отношений. Во-вторых, научная новизна результатов определяется перечисленными в «Основных результатах диссертации» шестью новыми явлениями, выявленными в анализе полученных экспериментальных спектров ядер космических лучей.

## Практическая ценность работы

В настоящее время результаты эксперимента ATIC очень широко используются для сравнения с теоретическими моделями ускорения и распространения космических лучей и уже послужили основой для ряда новых идей в этой области. Результаты ATIC используются также для расчета потоков атмосферных мюонов и нейтрино, и для сравнения с результатами новых экспериментов в области физики космических лучей. Кроме того, разработанные в данном исследовании экспериментальные методики и полученные про-

межуточные данные разного типа были существенным образом использованы в серии работ по спектрам электронов космических лучей, выполненных со спектрометром ATIC [8, 9, 10, 11, 12, 13]. Результаты этих работ широко обсуждаются и цитируются, хотя не вошли в круг вопросов, рассматриваемых в настоящей диссертации.

## Методология и методы исследования

Большая часть экспериментальных методик, разработанных в настоящей работе, с равным успехом может быть использована и, действительно, используется для обработки данных всех трех успешных полетов спектрометра ATIC: ATIC-1 (2000-2001), ATIC-2 (2002-2003) и ATIC-4 (2007-2008), однако основные результаты диссертации основаны на результатах полета ATIC-2. Основная причина этого состоит в том, что, как было показано, в полетах ATIC-1 и ATIC-4 прибор работал с ошибкой претриггера, из-за которой возрастила вероятность пропуска событий по мере роста энергии частиц из-за перегрузки одного из блоков питания, причем этот эффект был наиболее заметен для ядер тяжелее водорода. Однако в полете ATIC-2 основную часть времени (в общей сложности 11.7 суток) аппаратура работала правильно, и именно данные, собранные за это время, послужили основой настоящей работы.

## Апробация работы

Результаты отдельных этапов работы докладывались и обсуждались на Международных конференциях по космическим лучам (ICRC, International Cosmic Ray Conference): 28th (2003, Цукуба, Япония), 29th (2005, Пуна, Индия), 30th (2007, Мерида, Юкатан, Мексика), 32nd (2011, Пекин, Китай), 33rd (Рио де Жанейро, Бразилия); на Генеральных ассамблеях COSPAR: 34-й (2002, Хьюстон, США), 35-й (2004, Париж, Франция), 36-й (2006, Пекин, Китай); на Европейских симпозиумах по космическим лучам: 18-м (2002, Москва), 23-м (2012, Москва, совмещен с 32-й ВККЛ, Москва); на Всероссийских конференциях по космическим лучам (ВККЛ): 27-й (2002, Москва), 28-й (2004, Москва), 29-й (2006, Москва), 30-й (2008, С.-Петербург), на Ломоносовских чтениях в МГУ и на научных семинарах в НИИЯФ МГУ и других институтах. Все физические результаты, выносимые на защиту, были представлены на конференциях автором лично. Результаты работы отражены в 27 статьях [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40], из которых 18 входят в список ВАК.

## Личный вклад автора

Все методики калибровки детекторов и обработки данных, упомянутые в разделе «Новые научные результаты и положения, выдвигаемые для публичной защиты», были разработаны и реализованы лично автором. Все экспериментальные результаты, перечисленные там же, были получены лично автором с использованием этих методик. Из трех основных систем компьютерной симуляции прибора ATIC, использованных в работе (на основе систем GEANT3, GEANT4 и FLUKA), автором лично была создана и поддерживалась одна (на основе системы GEANT4). Автор не принимал участие в лабораторных измерениях, имеющих отношение к калибровке нелинейности кремниевых детекторов заряда спектрометра ATIC (но выполнил часть работы, связанную с полетными данными). Симуляция фрагментации ядер в остаточной атмосфере, использованная в настоящей работе, была выполнена в диссертации К.Е. Батькова [41].

## Структура работы

Диссертация состоит из введения, десяти глав, выводов и двух приложений.

**В первой главе** дан обзор диффузионной модели распространения космических лучей в Галактике и ее упрощенной версии, известной как однородная модель или leaky-box приближение. С использованием уравнений модели leaky-box поясняется характер задач физики космических лучей и особая роль энергетических спектров ядер космических лучей. После введения в проблематику физики космических лучей дается детальный обзор состояния экспериментальных исследований спектров энергий ядер космических лучей от протонов до железа, в который включены работы с начала 1960-х годов до конца 1990-х, то есть до первого полета спектрометра ATIC. В завершении первой главы формулируется задача исследования.

**Вторая глава** посвящена описанию спектрометра ATIC и некоторым тесно связанным с этим вопросам: испытанию спектрометра на пучке в CERN, структуре событий спектрометра, алгоритму реконструкции траектории частицы. Описаны также полеты спектрометра ATIC вокруг Южного полюса и объясняется выбор полета ATIC-2 для получения основного массива результатов по спектрам ядер космических лучей.

**В третьей главе** диссертации рассматривается круг вопросов, связанных с измерением заряда первичных частиц с использованием кремниевой матрицы. Детально описаны две основные использованные методики калибровки детекторов кремниевой матрицы, рассмотрено влияние обратных токов (альбедных частиц) на величину определяемого за-

ряда, методика определения заряда и достигнутое зарядовое разрешение.

**В четвертой главе** рассматриваются вопросы, связанные с определением энерговыделения в BGO-калориметре. Здесь имеется два комплекса проблем: во-первых, энергетическая калибровка калориметра; во-вторых, вопросы, связанные с коррекцией термочувствительности калориметра. Детально описана калибровка чувствительности BGO-кристаллов по записям мюонных событий, собранных в предполетный период, а также междиапазонная калибровка счетных каналов, соответствующих трем различным диапазонам усиления каждого ФЭУ калориметра. Решение проблемы температурного дрейфа чувствительности калориметра оказалось критически важным для эксперимента ATIC, так как термочувствительность оказалась существенно выше, чем ожидалось, а полетные колебания температуры и, особенно, разница между полетной температурой и температурой калибровки калориметра, были велики. Подробно описаны четыре различных использованных метода определения термочувствительности калориметра и полученные с их использованием результаты. Описан метод определения времени термической релаксации калориметра и рассмотрена полная методика температурной коррекции, учитываяющая как измеренную термочувствительность, так и запаздывание реакции калориметра на изменение температуры окружения из-за конечного времени термической релаксации.

**В пятой главе** описана калибровка системы сцинтилляционных гадоскопов и ее использование в качестве дополнительного детектора заряда и для улучшения зарядового разрешения в области зарядов ядер от Li до Ne. В качестве дополнительного детектора заряда использовался только самый верхний слой сцинтилляторов гадоскопа S1 (см. рис. 2.3), и в диссертации детально описана процедура калибровки именно этого слоя сцинтилляторов. Все остальные сцинтилляторы тоже были прокалиброваны, но процедура их калибровки представляет собой упрощенный вариант калибровки верхнего слоя и не требует отдельного описания (включает только пункты 1–3 из приведенного ниже списка). Процедура калибровки представляет собой многошаговый процесс: 1) калибровка длины затухания света в стрипах; 2) мюонная калибровка; 3) междиапазонная калибровка; 4) коррекция нелинейности; 5) коррекция координатно-зависимой нелинейности. Каждый из шагов описан в отдельном разделе главы 5; в последних двух разделах описан алгоритм улучшения зарядового разрешения с совместным использованием кремниевой матрицы и сцинтилляторов, а также достигнутые результаты.

**В шестой главе** рассматривается задача восстановления спектра энергий частиц по спектру энерговыделений в калориметре (деконволюция). Энергетическое разрешение тонкого калориметра ATIC составляет величину масштаба 30–40% (зависит от энергии и

от ядра). С учетом того, что спектры ядер могут содержать некоторые резкие особенности (изломы, бампы), которые могут быть смыты в спектре энерговыделений недостаточным разрешением, для получения исходного спектра энергий по спектру энерговыделений в калориметре требуется аккуратное решение обратной задачи. В главе подробно описаны два метода, разработанных для реконструкции первичных спектров ядер – метод прямого решения обратной задачи с использованием регуляризации Тихонова, который в работе использовался для получения спектров протонов и гелия, и метод дифференциальных сдвигов, который использовался для получения спектров тяжелых ядер, групп ядер, и спектра всех частиц.

**В седьмой главе** описана методика измерения спектров протонов и ядер гелия, приводятся полученные результаты и обсуждение. Глава начинается с описания методики построения спектра энерговыделений протонов и ядер гелия с учетом эффективностей отбора событий, перекрытия зарядовых линий протонов и гелия, и искажений формы линий обратными токами. Проблема сводится к решению обратной задачи определенного типа, в решении которой используется компьютерная симуляция формы зарядовых линий, учитывающая как флуктуации ионизации, так и селекцию событий и влияние обратных токов. Затем с использованием полученных откорректированных спектров энерговыделений методом тихоновской регуляризации решается задача деконволюции, что дает исходные спектры протонов и гелия на входе в прибор. Описанная далее процедура коррекции искажений спектров в остаточной атмосфере дает искомые спектры на входе в атмосферу – основной экспериментальный результат для протонов и ядер гелия. Отмечаются основные особенности полученного результата – различие наклонов спектров протонов и гелия и их нестепенной характер. Показано, что различие наклонов наблюдаемых спектров протонов и гелия означает также различие наклонов спектров в источниках, и результат интерпретируется в рамках трехкомпонентной модели Зацепина и Сокольской.

**В восьмой главе** обсуждаются основные результаты эксперимента ATIC для спектров обильных четных ядер тяжелее гелия, спектра всех частиц, энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса  $\langle \ln A \rangle$ ; здесь же приведены результаты для отношения потоков  $B/C$ ,  $N/O$ . Глава начинается с детального описания методики получения спектров ядер  $Z = 4 \div 14$  на границе атмосферы начиная с исходных распределений событий по найденным зарядам и энерговыделениям в калориметре. Методика включает в себя генерацию подвижных «зарядовых ящиков» для каждого ядра; вычитание фонов, производимых протонами и гелием; вычитание фонов от группы ядер  $Z \geq 15$  для

ядер  $Z = 4 \div 14$ ; генерация формы зарядовых линий ядер и решение обратной задачи для получения чистых спектров энерговыделений для каждого ядра, учитывающих перекрытие зарядовых линий; решение задачи деконволюции спектров энерговыделений с получением абсолютных спектров на входе в прибор; решение обратной задачи для учета взаимодействия ядер в остаточной атмосфере и получение окончательных абсолютных спектров на границе атмосферы. Приводятся спектры обильных четных ядер, полученные по описанной методике для двух разных методов определения заряда ядер: с использованием только кремниевой матрицы и с совместным использованием кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов. Первый метод обеспечивает лучшую статистику, но второй работает при лучшем зарядовом разрешении (результаты очень близки). Приводятся отношения спектров B/C, N/O и C/O, полученные с использованием того же основного метода, дается сравнение результатов с простыми моделями распространения космических лучей. Наконец, приводятся спектры нескольких групп ядер, спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса. Анализ экспериментальных данных обнаруживает два новых эффекта: расположение спектров тяжелых ядер при высоких энергиях и сложное поведение среднего логарифма атомного веса.

**Девятая глава** посвящена в основном изучению отношения потоков ядер от серы до марганца к потоку железа, но содержит также результаты для отношений потоков обильных тяжелых ядер к потоку железа, поскольку эти две группы вопросов оказались тесно связанными. Здесь вводится методика, позволяющая определять спектры широких групп ядер в терминах энергии на частицу. Эта методика применена к определению спектра всех ядер от углерода до железа, к определению отношений потоков ядер ( $16 \leq Z \leq 24$ ) к потоку железа, и к определению отношений потоков тяжелых обильных ядер к потоку железа. Приводятся соответствующие экспериментальные данные, которые обнаруживают еще два новых явления: резкий излом в отношении ( $16 \leq Z \leq 24$ )/Fe с переходом от падающей зависимости к растущей при энергии около 50 ГэВ/нукл, и существенное различие формы спектров основных обильных ядер и спектра железа, приводящее к выраженному прогибу в отношениях потоков обильных ядер к железу с минимумом вблизи энергии 30 ГэВ/нукл. Излом в отношении ( $16 \leq Z \leq 24$ )/Fe обсуждается в рамках модели замкнутой галактики с суперпузырями, содержащими основную долю источников космических лучей.

**В десятой главе** рассматривается статус результатов ATIC в свете данных новейших экспериментов. Под новейшими экспериментами понимаются такие прямые эксперименты, которые были проведены, или результаты которых были опубликованы, после

завершения эксперимента ATIC, и результаты которых могут быть сопоставлены с данными ATIC по спектрам ядер космических лучей. В число таких новейших экспериментов входят CREAM, PAMELA, TRACER, BESS-Polar (I и II) и AMS-02. Основное внимание уделено не просто сравнению спектров, измеренных в разных экспериментах, но статусу новых явлений, обнаруженных в эксперименте ATIC, в свете данных новейших экспериментов. Глава начинается с краткого описания экспериментов CREAM, PAMELA, TRACER, BESS-Polar и AMS-02. Затем последовательно рассмотрены новые явления, обнаруженные в эксперименте ATIC: различие наклонов спектров протонов и гелия (подтверждается всеми экспериментами); нестепенной характер спектров протонов и гелия (подтверждается экспериментами CREAM и PAMELA, не подтверждается предварительными данными AMS-02); положение спектров тяжелых ядер при высоких энергиях (подтверждено экспериментом CREAM, совместимо с результатами TRACER); отношения B/C и N/O (статистическая точность отношения B/C эксперимента ATIC невысока, но результаты совместимы с данными CREAM, TRACER, AMS-02, PAMELA; отношение N/O хорошо подтверждается результатами CREAM); излом в отношении спектров тяжелых ядер S-Cr к спектру ядру железа и изгиб в отношении спектров тяжелых обильных ядер к спектру железа (подтверждается результатами TRACER). Ни один из новейших прямых экспериментов не дал результатов для спектра всех частиц и энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса, поэтому соответствующие результаты ATIC остаются не проверенными.

**В Приложении А** рассмотрены некоторые аномалии в работе аппаратуры ATIC в экспериментах ATIC-1, ATIC-4, и на начальном участке полета ATIC-2. Показано, что коррекция данных на основании понимания природы этих аномалий приводит, в основном, к тем же результатам, что и основная часть полетного времени эксперимента ATIC-2. Именно, все эксперименты дают спектр протонов более крутой, чем спектр гелия, подтверждая один из основных результатов ATIC-2.

**В Приложении В** обсуждаются четыре теста, предложенных Наумом Леонидовичем Григоровым в «Письме к участникам АТИК-коллаборации» [42]. Тесты должны были, во-первых, независимым от селекции событий методом продемонстрировать наличие излома в спектре протонов вблизи энергии 1 ТэВ (колено Григорова), во-вторых проверить алгоритм отбора протонных событий эксперимента ATIC на наличие ошибок. Показано, что тесты первого типа не показывают ожидаемого признака наличия излома, а все факторы, подразумеваемые тестами второго типа, либо учтены при обработке данных ATIC, либо не могут исказить форму определяемого спектра протонов.

# Глава 1

## Ядерная компонента первичных космических лучей в прямых измерениях (обзор)

Ядерная компонента галактических космических лучей (ГКЛ) является одной из важнейших компонент межзвездной среды, так как соответствующая ей пространственная плотность энергии (около  $1.5 \text{ эВ}/\text{см}^3$  [43]) сопоставима с плотностью энергии межзвездного электромагнитного поля излучения (от микроволнового фона до ультрафиолетового излучения звезд – всего порядка  $1 \text{ эВ}/\text{см}^3$  [44]), с плотностью энергии магнитного поля (поля 6 мкГс в районе Солнца [45] соответствует энергия около  $1 \text{ эВ}/\text{см}^3$ ) и со средней плотностью кинетической энергии межзвездного газа ( $\sim 1 \text{ эВ}/\text{см}^3$ , см. [46, стр. 185], [47, стр. 208]). Уже в силу этого ядерная компонента ГКЛ сама по себе требует самого пристального и всестороннего изучения хотя бы с точки зрения потенциальных практических приложений (вплоть до биологии и теории эволюции [48, 49, 50]). Знание ядерной компоненты ГКЛ (особенно протонов и ядер гелия) является основой для расчетов важных вторичных компонент космических лучей, таких как антипротоны, электроны и позитроны, диффузное гамма-излучение. Эти компоненты нужны также для расчетов потоков атмосферных нейтрино. Для настоящей работы важно, что измеряемые параметры ГКЛ в окрестности Солнца (энергетические спектры, химический и изотопный состав, угловое распределение) определяются характером источников космических лучей и физикой распространения космических лучей в межзвездной среде, поэтому ГКЛ могут быть использованы для получения соответствующей астрофизической информации.

Чтобы получить данные об источниках и характере распространения ГКЛ в межзвездной среде (и, соответственно, об особенностях этой среды) наблюдаемые характе-

ристики ГКЛ должны быть связаны с характеристиками источников и параметрами, описывающими перенос космических лучей. Иными словами, надо иметь модель распространения космических лучей. Тогда по экспериментальным наблюдениям ГКЛ соответствующие характеристики источников и межзвездной среды, которые представляют большой интерес для астрофизики, формально говоря, могут быть получены как решение обратной задачи<sup>1</sup>. Говоря проще, различные теоретические модели источников и переноса космических лучей могут быть протестированы на предмет их согласия с экспериментом в отношении наблюдаемых характеристик ГКЛ.

## 1.1 Диффузационная модель распространения ГКЛ

Фундамент современных представлений о механизмах распространения космических лучей был заложен в монографии В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского «Происхождение космических лучей» [46]. В § 10 монографии после детального обсуждения физики распространения ГКЛ весьма осторожно и со многими оговорками был сделан вывод о применимости диффузационного приближения: «Вся совокупность приведенных аргументов еще не доказывает, что в теории происхождения космических лучей можно для количественных целей ограничиться диффузионным приближением. Однако предположение о возможности пользоваться диффузионным приближением (с заранее фиксированным коэффициентом диффузии  $D$ ) представляется нам вполне естественным и вероятным.» [46, стр. 187]. Отметим, что в числе приведенных аргументов одними из основных были длительное время жизни ядерной компоненты в Галактике, способствующее «перемешиванию» космических лучей, и экспериментально наблюдаемая изотропия ядерной компоненты ГКЛ. Здесь отметим, что оба этих аргумента не являются столь же определенными в отношении электронно-позитронной компоненты ГКЛ, так как электроны и позитроны в космических лучах живут много меньше протонов и ядер из-за радиационных потерь, а экспериментальных данных по анизотропии электронов и позитронов ГКЛ пока сильно не хватает. Поэтому в настоящее время диффузионное приближение для ядерной компоненты ГКЛ обосновано лучше, чем для электронов и позитронов.

После фундаментальной монографии [46] диффузионное приближение вместе с другими аспектами проблемы распространения ГКЛ многократно рассматривалось в обзорах, монографиях и университетских учебниках. Упомянем в связи с этим работы [51, 52, 47, 53, 54, 55]. Один из наиболее полных и современных обзоров проблемы рас-

---

<sup>1</sup>Решение такой задачи может оказаться и не единственным

пространения ГКЛ дан в статье [56], где можно найти также дополнительные ссылки. С момента выхода монографии Гинзбурга и Сыроватского в 1963 году уверенность в справедливости диффузионного приближения для ядерной компоненты ГКЛ заметно возросла, хотя предлагаются и подходы, отличные от основанных на обычном уравнении диффузии (см., например, модели аномальной диффузии [57, стр. 422–425] [58, 59, 60]).

Основное уравнение диффузионного приближения может быть записано по-разному в зависимости от количества учитываемых факторов (учет или не учет анизотропии диффузии, конвективного переноса, флюктуаций потерь энергии, радиоактивности ядер). Для изотропной диффузии без учета конвективного переноса и без учета флюктуаций потерь энергии уравнение можно записать в виде [54, Р. 117]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i(t, \mathbf{r}, E)}{\partial t} &= \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E} [b_i(E) N_i(E)] + Q_i(E, t) \\ &- p_i N_i + v n \sum_{k \geq i} \int \frac{\partial \sigma_{ik}(E, E')}{\partial E} N_k(E') dE'. \end{aligned} \quad (1.1)$$

В формуле (1.1)  $N_i(t, \mathbf{r}, E)$  – плотность ядер типа  $i$  на единицу объема и единицу энергии (спектр энергий в терминах пространственной плотности); первый член в правой части описывает диффузию с коэффициентом  $D_i(t, \mathbf{r})$ , второй член может описывать диссиацию энергии частицы или, наоборот, ее рост (например, в процессе доускорения [61, 62, 63, 64]), третий член дает объемный источник частиц, четвертый член может описывать исчезновение частиц из потока за счет столкновений с межзвездным газом (фрагментация, большие потери энергии) и за счет радиоактивного распада частиц, если ядра типа  $i$  нестабильны; последний член описывает появление частиц типа  $i$  с энергией  $E$  за счет процессов фрагментации более тяжелых ядер или за счет больших потерь энергии более жесткими ядрами того же типа  $i$ . Здесь под  $n$  можно понимать среднюю концентрацию межзвездного газа, тогда сечения фрагментации  $\sigma_{ik}$  нужно понимать как усредненные по всем типам молекул межзвездного газа, но при необходимости уравнение легко может быть выписано более аккуратно с раздельным учетом каждого типа молекул. От пространственной плотности частиц  $N_i$  легко перейти к измеряемому экспериментально потоку частиц (к спектру энергий в терминах потока частиц) по формуле

$$I_i = \frac{c}{4\pi} N_i, \quad (1.2)$$

которая получена в дополнительном предположении локальной изотропии потока<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup>Предположение локальной изотропии потока, вообще говоря, не зависит от предположения об изотропии диффузии, так как по крайней мере для частиц с энергией меньше сотни ТэВ локальный поток частиц определяется адиабатическим дрейфом частиц вдоль локальной силовой линии межзвездного магнитного поля, а не диффузией [46, стр. 181–182, 186].

Из уравнения (1.1) непосредственно видно, как в рамках диффузационного приближения измеряемые характеристики космических лучей, а именно – плотности или потоки частиц в зависимости от энергии (спектры), связаны с такими важными астрофизическими данными, как спектры источников космических лучей и различные характеристики межзвездной среды, от которых зависит транспорт космических лучей. В общем случае решение уравнения (1.1) – достаточно сложная задача, и извлечь астрофизическую информацию по экспериментальным данным может оказаться не совсем просто. Это значительно легче сделать на основе упрощенного подхода к модели диффузии, основанного на так называемой однородной модели (см. [52], [53, стр. 49–51]), известной также как модель leaky-box [65, 66, 67, 68, 69, 70], [54, Р. 119–122]. Мы будем использовать термин leaky-box, так как он сейчас очень широко распространен. Основные идеи этого подхода были сформированы уже в 1960-х годах. Основы этого подхода вместе с условиями его применимости были ясно сформулированы в работе [71] (здесь это приближение называлось matter-slab approximation). Термин leaky-box был введен, по-видимому, в статье [65]. Существуют и другие упрощенные подходы к уравнению диффузии – вложенные leaky-box модели (см. [72, 73, 74], [54, Р. 122–123] и ссылки там), модели weighted-slab (см. [75, 76], а также [56] и ссылки там), однако для целей настоящей работы приближения leaky-box достаточно. В leaky-box модели предполагается, что решение стационарно, поэтому  $\partial N_i(t, \mathbf{r}, E)/\partial t = 0$ ; распределение  $N_i(t, \mathbf{r})$  заменяется не зависящим от координат средним значением концентрации, то же делается для функции источника, а вместо диффузационного члена  $\nabla \cdot (D_i \nabla N_i)$  используют выражение  $N_i/\tau_{esc}$ , где  $\tau_{esc}$  имеет смысл среднего эффективного диффузационного времени удержания частиц в Галактике. Если еще учесть, что при фрагментации ультратрелевитистских ядер в осколках с разумной точностью сохраняется энергия на нуклон  $\varepsilon = E/A$  (см. напр. [52, стр. 596]), то последний член в уравнении (1.1) может быть упрощен, и в терминах энергии на нуклон уравнение диффузии может быть переписано как<sup>3</sup>:

$$\frac{N_i(\varepsilon)}{\tau_{esc}(\varepsilon)} = Q_i(\varepsilon) - v_i n \sigma_i N_i(\varepsilon) + v_i n \sum_{k>i} \sigma_{i,k} N_k(\varepsilon). \quad (1.3)$$

Условия применимости модели leaky-box обсуждаются в обзорах [70, 56]. Уравнение (1.3) для простоты записано для стабильных ядер (обобщение для учета распада не составляет труда). Существенно, что в уравнении (1.3) также отброшен член, описывающий диссиацию энергии (что вполне оправдано для ядерной компоненты ПКЛ при энергии

---

<sup>3</sup>В уравнении (1.3) сечения  $\sigma_{i,k}$  имеют не тот смысл, что в исходном уравнении диффузии (1.1), что, впрочем, не создает путаницы, так как они используются в разных контекстах.

ях больше нескольких ГэВ/нукл, когда можно пренебречь ионизационными потерями) или доускорение (если  $b_i > 0$ ). Это сильно упрощает уравнение, так как исключает смешивание разных энергий и позволяет решать уравнение для каждой энергии отдельно. Заметим, что по смыслу в последнем слагаемом должны были бы присутствовать скорости ядер, более тяжелых, чем ядро типа  $i$  (соответствующие индексу суммирования  $k$ ), но для одной и той же энергии на нуклон  $\varepsilon$  скорости всех ядер оказываются почти одинаковыми, поэтому везде можно использовать  $v_i$ . Заметим, что модель leaky-box удобна еще и тем, что даже в случае, когда задача решается каким-то более сложным методом (например, Монте-Карло моделированием или решением уравнения диффузии), результаты, хотя бы частично, часто можно представить в виде эффективных параметров leaky-box приближения [54, стр. 124] (как это делалось, в частности, в работах, где исследовалось доускорение ядер в межзвездной среде [62, 63, 64]). Более того, в предположении, что всюду в магнитном гало Галактики имеет место одинаковый коэффициент диффузии  $D$ , время выхода частиц модели leaky-box может быть связано с коэффициентом диффузии формулой  $\tau_{esc} \sim H^2/D$  [54, стр. 124], где  $H$  – полутолщина гало.

Если ввести эффективную длину пробега ядра до выхода из галактики  $\lambda_{esc}(\varepsilon) = \rho v_i \tau_{esc}(\varepsilon)$  [ $\text{г}/\text{см}^2$ ], где  $\rho$  – средняя плотность газа на пути частицы, и длины пробегов взаимодействий  $\lambda_i = \rho/n\sigma_i$ ,  $\lambda_{i,k} = \rho/n\sigma_{i,k}$ , то уравнение (1.3) может быть переписано в следующей удобной форме:

$$\left( \frac{1}{\lambda_{esc}(\varepsilon)} + \frac{1}{\lambda_i} \right) N_i(\varepsilon) - \sum_{k>i} \frac{1}{\lambda_{i,k}} N_k(\varepsilon) = \frac{1}{\rho v_i} Q_i(\varepsilon). \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) для каждой энергии  $\varepsilon$  представляет собой линейную систему с невырожденной треугольной матрицей относительно концентраций  $N_i$ , которая всегда может быть решена до конца, если известны  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$ ,  $Q_i(\varepsilon)$  и все ядерные длины пробегов. Т. е. модель дает однозначные предсказания, если все входные астрофизические величины известны. Обратная задача – поиск астрофизических величин  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$  и  $Q_i(\varepsilon)$  по известным экспериментальным спектрам  $N_i(\varepsilon)$ , даже если известны все ядерные длины пробегов, вообще говоря имеет не единственное решение, так как неизвестных оказывается больше чем уравнений (вообще говоря, каждому типу ядра  $i$  соответствуют свои функции  $\lambda_{esc}^i(\varepsilon)$ ). Однако задача очень часто может быть решена при некоторых дополнительных предположениях о характере системы уравнений или о характере самих астрофизических величин. Например, вполне обоснованно можно предполагать, что длина  $\lambda_{esc}$  зависит только от магнитной жесткости частицы  $R = p/Z$  и является универсальной функцией для всех ядер [54, Р. 120]. Даже в этом случае неизвестных оказывается на одно боль-

ше, чем уравнений. Количество неизвестных, однако, можно еще более сократить, если использовать некоторую априорную информацию об источниках  $Q_i(\varepsilon)$ , что позволяет сделать определенной и обратную задачу.

В качестве примера полезно рассмотреть два простых предельных случая использования уравнения (1.4). Рассмотрим, во-первых, чисто вторичное ядро  $S$ , для которого  $Q_S = 0$ , и про которое предположим, что оно получается как осколок при фрагментации единственного первичного ядра  $P$ . Тогда из уравнения (1.4) находим:

$$\frac{1}{\lambda_{SP}} \frac{\lambda_{esc}(\varepsilon)}{1 + \lambda_{esc}(\varepsilon)/\lambda_S} = \frac{N_S(\varepsilon)}{N_P(\varepsilon)}. \quad (1.5)$$

В правой части равенства стоит экспериментально измеримое отношение интенсивностей потоков вторичного и первичного ядер, имея которое с помощью уравнения (1.5) в принципе можно определить энергетическую зависимость  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$ , характеризующую диффузию в межзвездной среде. Это является хорошо известным результатом (см. напр. [52, стр. 599], [47, стр. 219]). При учете нескольких первичных ядер задача получается ненамного сложнее [53, стр. 57], и суть подхода остается совершенно неизменной. Вообще говоря, потоки вторичных ядер являются основой для определения характеристик распространения космических лучей [53, стр. 56–63]. В том числе большую роль играют и вторичные радиоактивные ядра (см. [54, Р. 121–122], [53, стр. 67–73]), на чем мы, однако, не будем здесь останавливаться.

Во-вторых, рассмотрим первичное ядро  $P$ , для которого можно пренебречь подпиткой осколками фрагментации. В этом случае уравнение (1.4) дает:

$$N_P(\varepsilon) = \frac{1}{\rho v_P} \frac{\lambda_{esc}(\varepsilon)}{1 + \lambda_{esc}(\varepsilon)/\lambda_P} Q_P(\varepsilon). \quad (1.6)$$

Уравнение (1.6) показывает, как по наблюдаемому спектру первичного ядра  $N_P(\varepsilon)$  можно найти спектр источника  $Q_P(\varepsilon)$ . При этом длина пробега  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$  может быть уже известна из анализа, основанного на потоках вторичных ядер, как это было показано выше.

С точки зрения выяснения характера движения релятивистских заряженных частиц и пространственного распределения источников ГКЛ помимо спектров очень важны также измерения анизотропии космических лучей (см. [46, стр. 327–330], [53, стр. 73–78]). Однако этот круг вопросов лежит за пределами настоящей работы, так как в эксперименте ATIC точное направление прихода частиц не измеряется (может быть измерен только зенитный угол).

Таким образом, кроме анизотропии, основными экспериментальными данными, которые дают космические лучи, и из которых, как было объяснено выше, может быть

получена астрофизическая информация, характеризующая источники космических лучей и межзвездную среду, являются энергетические спектры космических лучей.

## 1.2 Представление о «стандартной модели» происхождения космических лучей

Представление о том, что основным источником космических лучей в Галактике являются оболочки сверхновых звезд, было обосновано в классической монографии В.Л. Гинзбурга и С.И. Сыроватского [46, стр. 200–205]. Здесь же была высказана мысль, что энергетический спектр частиц, ускоренных в оболочках сверхновых, может иметь универсальный степенной характер с показателем, близким к  $-2.5$  [46, стр. 323–326], и это является «фундаментальным свойством динамики турбулентной намагниченной плазмы в космических условиях» [46, стр. 321]. Этот вывод был получен на основе простых качественных соображений, основанных на предположении о равнораспределении энергии между космическими лучами, магнитным полем и турбулентным движением газа в оболочке сверхновой. Позже в статьях А. Р. Белла [77, 78] было прямо показано, что ускорение частиц по механизму Ферми первого рода на фронте ударной волны оболочки сверхновой действительно может вести к степенному спектру энергий с показателем, близким к универсальному значению  $-(2 + 4/M^2)$ , где  $M \gg 1$  есть число Маха ударной волны (см. также [79, 80]). Показатель спектра ускоренных частиц оказывается немногим больше двойки (на величину масштаба 0.1), а наблюдаемые спектры с показателем, близким к  $-2.7$ , легко получаются в рамках модели leaky-box по формуле (1.6), в предположении, что длина диффузационной утечки частиц из Галактики является степенной функцией энергии с показателем около  $-0.5$ . Так как практически все экспериментальные данные до 2000 года очень хорошо укладывались в такую модель (см. ниже), то она, практически, приобрела статус «стандартной модели» в физике космических лучей. Главными особенностями этих представлений являются одинаковые степенные спектры жесткости для всех ядер в источнике в сочетании с однородными моделями распространения космических лучей в Галактике. Позже модель ускорения на ударной волне получила дальнейшее развитие, в частности, введением механизма нелинейного усиления магнитного поля [81], который позволил объяснить ускорение космических лучей в оболочках сверхновых по крайней мере до области колена космических лучей [82, 83]. Это, однако, не поменяло суть стандартной модели. Стандартная модель ниже будет широко использоваться для сопоставления с результатами эксперимента ATIC, и будет видно,

что многие результаты не могут быть поняты в рамках этих упрощенных представлений.

## 1.3 Прямые методы исследования космических лучей и методы ШАЛ

Наиболее детальную информацию о спектрах и составе космических лучей до энергий порядка 1000 ТэВ в настоящее время дают методы, основанные на прямом измерении характеристик космических частиц. К этому классу экспериментов принадлежит и ATIC. Под прямыми измерениями обычно понимают такие, в которых измерительный прибор тем или иным способом взаимодействует непосредственно с первичной частицей космических лучей, и характер именно этого взаимодействия используется для определения энергии, заряда и направления импульса частицы. Среди методик, основанных на прямых измерениях, существуют спутниковые или баллонные магнитные спектрометры, ионизационные калориметры, широко используются черенковские счетчики различных типов, детекторы переходного излучения и эмульсионные эксперименты (которые могут быть основаны на калориметрическом принципе, но используется также методика определения энергии по углу разлета фрагментов ядерного взаимодействия). Существуют также комбинированные приборы, которые совмещают в себе несколько детекторов, каждый из которых мог бы работать как самостоятельный спектрометр (например, PAMELA [84], где совмещены магнитный спектрометр и калориметр, CAPRICE [85], где совмещены магнитный спектрометр, черенковский кольцевой детектор RICH и калориметр и др.) и рассматриваются другие принципы прямых измерений (например, микростриповый детектор для определения энергии по множественности [86]). Прямые методы в настоящее время охватывают диапазон энергий первичных частиц начиная с нескольких МэВ (напр. спутниковый эксперимент NINA [87]) до приблизительно 1000 ТэВ в эмульсионных и калориметрических экспериментах. Ниже будет подробно рассмотрена ситуация с экспериментальными данными прямых измерений ГКЛ до начала экспериментов на спектрометре ATIC, и, отчасти, до начала публикации результатов эксперимента ATIC (что соответствует началу 2000-х годов). Более поздние эксперименты рассматриваются отдельно в главе 10. В обзоре мы ограничимся экспериментами, дающими информацию о спектрах в области энергий, начиная приблизительно с 10 ГэВ на нуклон, где амплитуда солнечной модуляции невелика [88, 89], поэтому наблюдения прямо отражают спектр ГКЛ в межзвездном пространстве. Кроме того, не будем детально рассматривать эксперименты, имеющие отношение к спектрам различных изотопов, в том числе радиоактивных, и к спектрам

сверхтяжелых ядер, так как эксперимент ATIC не дает информацию этого типа. По этой же причине не будем касаться вопросов, имеющих отношение к анизотропии потоков космических лучей.

Помимо прямых методов, для регистрации космических частиц используются также многочисленные косвенные методы, которые основаны на регистрации вторичных частиц или электромагнитных излучений в разных диапазонах спектра, возникающих при взаимодействии космических лучей с земной<sup>4</sup> атмосферой, грунтом, или водой. Мы не будем здесь рассматривать все многообразие косвенных методов изучения космических лучей, но отметим следующее обстоятельство. Косвенные методы, основанные на исследовании широких атмосферных ливней (ШАЛ), в настоящее время незаменимы для исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Хотя нижний порог регистрации энергии для методов ШАЛ пока выше, чем для прямых методов, энергетический диапазон многих экспериментов ШАЛ пересекается с диапазоном, доступным для прямых измерений (эксперименты AKENO [95], ШАЛ МГУ [96], CASA/MIA [97], DICE [98], AIROBIC/HEGRA [99], CASA/BLANCA [100], Tibet [101], Tibet-III [102, 103], KASCADE [104, 105], Tunka-13 [106]; Tunka-25 [107, 108, 109]). Это важно, так как в области пересечения может быть проведена взаимная проверка и калибровка прямых методов и методов ШАЛ, и только совместные данные прямых измерений и косвенных методов ШАЛ дают в настоящее время самую полную картину спектров и состава космических лучей во всем доступном энергетическом диапазоне. Данные этих экспериментов будут использованы для сопоставления с результатами эксперимента ATIC.

В обзоре экспериментов по прямым измерениям космических лучей можно придерживаться одной из двух стратегий: либо классифицировать эксперименты по типу использованного оборудования (магнитные спектрометры, калориметры, эмульсионные камеры и др.), либо по типу экспериментальной информации. Мы будем придерживаться в основном последней стратегии, причем рассмотрим следующие основные разновидности получаемых данных: спектры протонов и гелия; спектры более тяжелых первичных ядер, включая спектры вторичных ядер; спектр всех частиц. Где это будет удобно, будем проводить классификацию и по типам инструментов. При обзоре экспериментов будем по возможности придерживаться хронологического порядка по датам проведения экспериментов (но не по датам публикации результатов). Этой же конвенции мы придерживаемся в обозначении дат на рис. 1.1–рис. 1.13.

---

<sup>4</sup>Имеются также предложения и даже попытки регистрировать космические лучи сверхвысоких энергий по радиоизлучению, возникающему при их взаимодействии с реголитом Луны [90, 91, 92, 93, 94].

## 1.4 Спектры протонов и ядер гелия в прямых измерениях первичных космических лучей

Протоны и ядра гелия космических лучей являются почти чисто первичными ядрами. В этом случае в рамках модели leaky-box измеряемый спектр космических лучей связан со спектром в источнике простым соотношением (1.6). Так как длины ядерных пробегов протонов и гелия в межзвездном газе довольно велики и, видимо, существенно превышают длину утечки при энергиях в десятки-сотни ГэВ/нукл, то, в соответствии с формулой (1.6), отношение интенсивностей измеряемых спектров протонов и гелия весьма близко к отношению интенсивностей спектров протонов и гелия в источниках, да и сами измеряемые спектры простым образом связаны со спектрами в источниках. Поэтому наиболее интересными вопросами, которые возникают при изучении спектров протонов и ядер гелия, являются следующие: 1) Являются ли измеряемые спектры простыми степенными спектрами, а если нет, то каковы особенности спектров? Нестепенной характер экспериментальных спектров скорее всего будет означать и нестепенной спектр в источниках, хотя учет факторов, связанных с распространением космических лучей, может потребоваться. 2) Являются ли спектры жесткости протонов и гелия одинаковыми? Простейшая модель универсального источника для всех ядер предсказывает одинаковые жесткостные спектры в источнике для всех ядер, и различие спектров для разных ядер указывало бы на гетерогенную природу источников: либо существуют разные типы источников, преимущественно ускоряющие разные типы ядер, либо источники имеют неоднородную внутреннюю структуру. В обзоре мы будем стараться особо обращать внимание на информацию этого типа.

Первые прямые измерения спектров протонов и гелия космических лучей существенно выше порога солнечной модуляции впервые были проведены еще в начале 1960-х годов. В баллонном эксперименте [110] (J.F. Ormes и W.R. Webber) в 1963–65 гг., в одиннадцати полетах, с использованием спектрометра на основе комбинации черенковских и сцинтилляционных детекторов были измерены интегральные и дифференциальные спектры жесткости протонов и гелия в диапазоне 0.6–16 ГВ. Было показано, что отношение потоков протонов и гелия в области от 2 до 16 ГВ остается приблизительно постоянным, и интегральные спектры выходят на степенной закон с показателем около 1.5. Эти данные в отношении спектров протонов и гелия оставались изолированными до начала семидесятых годов, когда начали проводиться систематические измерения с помощью магнитных спектрометров.

### 1.4.1 Магнитные спектрометры

Нижняя часть диапазона энергий протонов и ядер гелия, доступного прямым измерениям (до нескольких сот ГэВ/нукл), перекрывается магнитными спектрометрами – баллонными и спутниковыми. Магнитные спектрометры по кривизне траектории заряженной частицы в магнитном поле прямо получают информацию о магнитной жесткости частицы, которая измеряется с высокой точностью – как правило, не хуже нескольких процентов. Так как магнитные спектрометры позволяют определять знак заряда частицы, то часто основной или дополнительной задачей таких экспериментов является поиск античастиц в космических лучах, однако мы не будем детально останавливаться на этой стороне вопроса.

Спектры протонов и гелия, измеренные в разных магнитных экспериментах до первых полетов ATIC (см. ниже), приведены на рис. 1.1; данные самых последних экспериментов, включая и некоторые эксперименты, проведенные уже после первых полетов ATIC, приведены отдельно на рис. 1.2. Для баллонных экспериментов в статьях часто представляются спектры как пересчитанные на верхнюю границу атмосферы с учетом рассеяния и фрагментации ядер в остаточной атмосфере, так и непосредственно измеряемые спектры, относящиеся к входу в спектрометр. Мы приводим спектры, пересчитанные на верхнюю границу атмосферы. Спектры, представленные в терминах «энергия на частицу» ближе всего к характеру экспериментальных данных, получаемых в калориметрических спектрометрах, каким является и ATIC, и именно таким способом представлены данные на рис. 1.1 и рис. 1.2. Однако физику процессов ускорения и распространения частиц лучше отражают спектры в терминах магнитной жесткости, и данные рис. 1.1 и рис. 1.2 в терминах спектров жесткости приведены на рис. 1.3 и рис. 1.4 соответственно.

Первые прямые измерения спектров протонов и ядер гелия с использованием магнитного спектрометра, в которых были достигнуты энергии существенно выше 10 ГэВ, были проведены в баллонном эксперименте [111, 112]. Статья [111] посвящена поиску античастиц, спектры ядер, включая протоны и гелий, опубликованы в статье [112] (L.H. Smith и др.). В этом спектрометре для поддержания магнитного поля был использован сверхпроводящий магнит, для измерения треков использовались искровые камеры и сцинтилляторы. Инструмент совершил два полета в Палестине, штат Техас, США, в 1970 и 1971 гг. Полное время экспозиции составило 19 часов на глубине остаточной атмосферы 4.8 г/см<sup>2</sup>, всего было зарегистрировано около 25 тысяч хороших событий. В эксперименте были измерены абсолютные спектры жесткости для ядер от протонов до железа с индивидуальным разрешением по заряду в диапазоне от 5 ГВ/с до 156 ГВ/с.

Для протонов в области жесткости выше 8.3 ГВ/с для степенного спектра был найден спектральный индекс  $2.63 \pm 0.08$ , для ядер гелия –  $2.47 \pm 0.03$ . Отметим, что наклоны спектров протонов и гелия различаются на уровне двух стандартных отклонений.

Баллонный эксперимент [113] (R.P. Verma и др.) был выполнен в Хайдарабаде в 1970 г., т.е. почти одновременно с экспериментом [111, 112]. Однако первые результаты [113] были опубликованы чуть позже. Для поддержания магнитного поля в спектрометре использовался постоянный магнит массой 2 кг, координаты траекторий частиц в магнитном поле определялись с использованием трех слоев эмульсии, нанесенных на стеклянные пластинки. Диапазон измеримых энергий был приблизительно от 10 ГВ до 220 ГВ. Всего в эксперименте [113] было зарегистрировано 116 ядер гелия и более тяжелых, протоны не регистрировались вовсе, и абсолютный спектр для ядер гелия не определялся, однако был определен наклон спектра. В степенном приближении в диапазоне от 22 ГВ до 150 ГВ для ядер гелия найден спектральный индекс  $2.8 \pm 0.15$ . Результаты эксперимента [113] не отражены на рис. 1.1 и рис. 1.3, так как эксперимент не дал абсолютного спектра.

В 1976 и 1979 гг., в Палестине, штат Техас, с целью поиска антипротонов<sup>5</sup> в космических лучах были выполнены полеты баллонного спектрометра на основе сверхпроводящего магнита [115] (G.D. Badhwar и др.). Первые результаты, относящиеся к спектрам жесткости протонов и гелия были опубликованы в докладе [115]. Здесь были получены спектральные индексы  $2.78 \pm 0.03$  и  $2.80 \pm 0.03$  для протонов и гелия соответственно. Позже были опубликованы переработанные и уточненные данные: [116] – спектр жесткости протонов, измеренный в полете 1976 г.; в статье [117] – спектр жесткости ядер гелия, измеренный в полете 1976 г.; спектры протонов и гелия, полученные в обоих полетах представлены в докладе [118]. Спектры для протонов и гелия (энергия на частицу) эксперимента [115] по уточненным данным [116, 117, 118] приведены на рис. 1.1 и рис. 1.3 (Golden et al. 1976, 1979). И для протонов, и для ядер гелия в области жесткости выше 10 ГВ в работе [118] были получены степенные спектры с показателем  $2.70 \pm 0.05$  и постоянное отношение интенсивностей  $P/He = 7.0 \pm 0.2$  в диапазоне жесткости от 2 ГВ до 150 ГВ. В более ранней работе [119], относящейся к тому же эксперименту, сообщалось о показателе  $2.74 \pm 0.04$  для протонов и  $2.71 \pm 0.01$  для гелия в области жесткостей от 10 ГВ до 25 ГВ, но сами спектры в работе представлены не были.

Баллонный спектрометр LEAP (Low Energy AntiProton), совершил полет в 1987 году, вблизи города Принц Альберт, провинция Саскачеван, в Канаде. Наряду с поиском антипротонов (отрицательный результат для области энергий от 120 МэВ до 860 МэВ [120];

<sup>5</sup>С положительным результатом – антипротоны были обнаружены [114] (R.L. Golden и др.).

три кандидата в области энергий 600–1200 ГэВ [121]) были измерены также спектры протонов и гелия в диапазоне энергий от 200 МэВ до 100 ГэВ на нуклон [122]. Измерения проводились на высоте около 36 км ( $4.7 \text{ г}/\text{см}^2$  остаточной атмосферы) в течение 20 часов. Спектрометр построен с использованием NbTi сверхпроводящего магнита. Выше порога 10 ГэВ/нукл для спектров протонов и гелия были получены показатели  $2.74 \pm 0.02$  и  $2.68 \pm 0.03$  соответственно.

Баллонный эксперимент MASS91 (Matter Antimatter Spectrometer System) на основе магнитного спектрометра со сверхпроводящим магнитом был проведен в 1991 г. Как и для большинства экспериментов с магнитными спектрометрами, одной из целей было измерение потока антипротонов [123]. Старт состоялся в Форт Самнер, штат Нью Мексико. Во время полета с остаточной атмосферой от  $4 \text{ г}/\text{см}^2$  до  $7 \text{ г}/\text{см}^2$ , со средним значением  $5.8 \text{ г}/\text{см}^2$ , в течении 10 часов были измерены спектры протонов и ядер гелия в области энергий до 100 ГэВ и 50 ГэВ/нукл соответственно, в то время как время подъема аппарата (около трех часов) использовалось для регистрации атмосферных мюонов. Было идентифицировано 118637 протонных событий и 15207 событий с ядрами гелия. Спектры протонов и гелия опубликованы в статье [124] (MASS 1991 на рис. 1.1 и рис. 1.3). Для протонов с энергией выше 30 ГэВ найден спектральный индекс  $2.708 \pm 0.037$ , для ядер гелия с энергией выше 15 ГэВ/нукл найден индекс  $2.65 \pm 0.19$ .

Баллонный спектрометр IMAX был запущен из Линн Лейк, провинция Манитоба, Канада в 1992 г. [125]. Экспонировался на высоте 36 км ( $5 \text{ г}/\text{см}^2$ ) в течение 16 часов. Записано около  $3.5 \cdot 10^6$  событий. Измерял магнитную жесткость с использованием сверхпроводящего магнита с дрейфовыми камерами и проволочными пропорциональными счетчиками для измерения координат траектории частицы. Заряд и скорость измерялись времяпролетными сцинтилляционными счетчиками. Предельная жесткость составляла 240 ГВ для протонов и 180 ГВ для ядер гелия. Для области между 20 и 150 ГВ найдены спектральные индексы для протонов  $2.70 \pm 0.06$  и для гелия  $2.76 \pm 0.10$ .

В 1991 г., из Форт Самнер, Нью Мексико, совершил полет баллонный спектрометр на основе кольцевого черенковского детектора (RICH, ring imaging Čerenkov counter) [126] (Buckley et al. 1994 на рис. 1.1 и рис. 1.3). Инструмент экспонировался в течение 30 часов на глубине  $6.2 \text{ г}/\text{см}^2$ . В этом полете был измерен спектр ядер гелия от 40 до 320 ГэВ/нукл (а также измерены спектры углерода и кислорода и получена некоторая информация о потоках ядер Li, Be, B). В диапазоне 40–300 ГэВ/нукл для гелия найден спектральный индекс  $2.64 \pm 0.09$ . Хотя этот спектрометр не является магнитным, мы упомянули его здесь вместе с магнитными спектрометрами, так как он перекрыл диапазон энергий для

ядер гелия, характерный для магнитных спектрометров.

Баллонный спектрометр CAPRICE (Cosmic Antiparticle Ring-Imaging Cerenkov Experiment) совершил свой первый полет из Линн Лейк, провинция Манитоба, Канада в 1994 г. Одной из основных целей эксперимента было измерение потока античастиц [127], но спектрометр измерил также спектр протонов<sup>6</sup> и ядер гелия [85]. В спектрометре использован сверхпроводящий магнит с пропорциональными счетчиками и дрейфовыми камерами для реконструкции траектории, а для идентификации частиц и как избыточные дополнительные спектрометры использованы кольцевой черенковский детектор (RICH) и кремниево-вольфрамовый калориметр. Для подавления обратных частиц использована времяпролетная система с разрешением 280 пс при времени пролета более 4 нс. Спектрометр экспонировался на глубине остаточной атмосферы 3.9 г/см<sup>2</sup> в течение 18 часов (всего полет продолжался 23 часа), зарегистрировав 516463 протонных и 32457 гелиевых событий в области жесткостей от 0.4 до 200 ГВ. Для спектров протонов и гелия получены следующие степенные аппроксимации для абсолютных спектров:  $(1.1 \pm 0.1) \times 10^4 E^{-2.73 \pm 0.06}$  1/(м<sup>2</sup> стер сек ГэВ) в области энергий 20–200 ГэВ для протонов и  $(4.3 \pm 0.9) \times 10^2 E^{-2.65 \pm 0.07}$  1/(м<sup>2</sup> стер сек ГэВ) для ядер гелия в области энергий от 10–100 ГэВ/нукл. Для жесткости между 5 и 200 ГВ отношение потоков протонов и гелия найдено примерно постоянным и равным  $6.1 \pm 0.1$ .

Баллонный спектрометр BESS (Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer) совершил свой первый полет в 1993 г. [128]. Всего этот спектрометр совершил с 1993 по 2008 год в различных модификациях 11 полетов. Эксперимент основан на сверхпроводящем магнитном спектрометре, при этом все компоненты аппарата упорядочены в простой горизонтальной цилиндрической коаксиальной конфигурации. Вместе с основным сверхпроводящим магнитом в различных полетах использовалась постепенно совершенствующаяся аппаратура для регистрации частиц. В первом полете спектры протонов и гелия были измерены в диапазоне только от 0.2 до 10 ГэВ/нукл [128], так как записывалось только одно из 60 протонных или гелиевых событий, и соответствующая статистика была невысока. Здесь эти спектры мы не представляем. В литературе представлены спектры протонов и гелия, измеренные в полетах 1998 года и в полете BESS-TeV (2002 г.). В полете 1998 г. [129] записывались все протонные и гелиевые события, спектр протонов был измерен в диапазоне 1–120 ГэВ на нуклон, спектр ядер гелия

<sup>6</sup>Точнее, отдельно был измерен спектр протонов и отдельно спектр ядер водорода, где в понятие «ядро водорода» входят как собственно протоны, так и более тяжелые изотопы с зарядом 1, которые отделялись от протонов.

в диапазоне 1–54 ГэВ на нуклон, для чего была использована половина собранных в полете данных. Измеренные спектры, пересчитанные в энергию на частицу, приведены на рис. 1.1. Спектральные индексы не приводятся. Полет BESS-TeV был совершен уже после первого полета ATIC и будет рассмотрен ниже.

Космический магнитный спектрометр AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) разрабатывался для длительной миссии на борту МКС, и в упрощенной конфигурации совершил свой первый испытательный полет на борту шаттла Discovery (миссия STS-91) в июне 1998 г. (AMS-01). Спектрометр основан на использовании постоянного магнита в сочетании с времяпролетной системой, трекерами, черенковскими счетчиками и системой антисовпадений. Полет протекал на высоте от 320 до 390 км. Спектр протонов был сначала опубликован только для части времени экспозиции, когда Z-ось шаттла (и спектрометра) была направлена в зенит [130], затем и для трех различных ориентаций прибора [131] (спектры для разных ориентаций оказались одинаковыми в пределах статистики). Спектр гелия опубликован в статье [132] (также включает три различные ориентации спектрометра). Наиболее полный отчет о всех аспектах эксперимента AMS-01 дан в обзоре [133]. Полученный спектр протонов основан на анализе 5.6 млн. событий. Для спектра жесткости протонов в интервале от 10 ГэВ до 200 ГэВ получен спектральный индекс  $2.78 \pm 0.009(\text{stat}) \pm 0.019(\text{sys})$ . В статье [134] обсуждалось возможное существование тонкой структуры в протонном спектре, измеренном AMS в виде бампа с амплитудой около 10% около жесткости 50 ГэВ. Измеренный спектр гелия [132] основан на анализе около миллиона гелиевых событий. Для спектра жесткости гелия в интервале от 20 ГэВ до 200 ГэВ найден спектральный индекс  $2.740 \pm 0.010(\text{stat}) \pm 0.016(\text{sys})$ .

Это все те данные прямых измерений спектров протонов и гелия в области до нескольких сот ГэВ, которые были известны до первых полетов ATIC. Для протонных спектров имеет место относительно неплохое согласие результатов разных экспериментов (кроме экспериментов 1976 и 1979 гг. [115, 116, 117, 118], которые, видимо, дали завышенное значение потоков). Особенно в хорошем согласии находились данные самых недавних экспериментов BESS (1998) [129] и AMS01 (1998) [131]. Разброс данных для спектров гелия несколько больше, хотя самые последние эксперименты BESS (1998) [129] и AMS01 (1998) [132] дали очень близкие результаты. Сильные различия данных при энергиях менее 10 ГэВ в значительной степени объясняются работой спектрометров при разных геомагнитных порогах и в разных условиях солнечной модуляции. Хотя ситуация выглядит относительно благополучной, но все-таки на начало 2000-х гг. даже в области энергий ниже нескольких сот ГэВ, перекрываемой прямыми измерениями с магнитными спектро-

метрами, полной ясности с абсолютными интенсивностями и спектральными индексами не было, прецизионных данных явно не хватало, и требовалось уточнение и подтверждение имеющихся результатов другими экспериментами, желательно с использованием других методик.

Уже после того, как ATIC совершил свои первые два полета, в печати появились данные новых экспериментов с магнитными спектрометрами для спектров протонов и гелия: CAPRICE98 [135] и BESS-TeV [136, 137, 138]. Данные последних экспериментов (BESS98, BESS-TeV, CAPRICE94, CAPRICE98, AMS01) отдельно от более ранних экспериментов приведены на рис. 1.2 и рис. 1.4.

CAPRICE98 [135] представляет собой обновленную конфигурацию эксперимента CAPRICE94. CAPRICE98 состоит из тех же основных узлов, что и CAPRICE94, но отдельные элементы обновлены: черенковский счетчик имеет другой радиатор, немного изменены характеристики трековой системы, и т.д. CAPRICE98 совершил полет в 1998 г. из Форта Самнер, Нью Мексико, экспозиция составила 21 час на глубине  $5.5 \text{ г}/\text{см}^2$  остаточной атмосферы. Были измерены спектры протонов и гелия, которые аппроксимированы в степенном приближении: спектр протонов в диапазоне от 20 до 350 ГэВ как  $(1.27 \pm 0.09) \times 10^4 E^{-2.75 \pm 0.02} \text{ 1}/(\text{м}^2 \text{ стер сек ГэВ})$ , спектр гелия в диапазоне от 15 до 150 ГэВ на нуклон как  $(4.8 \pm 0.8) \times 10^2 E^{-2.67 \pm 0.03} \text{ 1}/(\text{м}^2 \text{ стер сек ГэВ/нукл})$ .

В докладе [136] на 28-й Международной конференции по космическим лучам приведены параметры полета прибора BESS-TeV и обсуждаются характеристики спектрометра, имеющие отношение к измерению спектров протонов и гелия. Спектры были показаны на конференции, но в опубликованную статью не попали. Сами спектры и их обсуждение даны в работах [137, 138]. В спектрометре BESS-TeV по сравнению с предыдущими модификациями инструмента BESS был использован новый трекер, что позволило поднять верхнюю границу измеряемой жесткости частиц с 200 ГВ до 1.4 ТВ. Наблюдения со спектрометром BESS-TeV были проведены в 2002 г. с полигона Линн-Лейк, провинция Манитоба, Канада. Экспозиция составила 10.6 час живого времени на глубине остаточной атмосферы  $4.8 \text{ г}/\text{см}^2$ . За это время была накоплена статистика в 11.8 млн. событий. Абсолютный спектр протонов был измерен в диапазоне 1–540 ГэВ, спектр гелия – в диапазоне 1–250 ГэВ/нукл. В степенном приближении  $F = \Phi E^{-\gamma}$  для спектров протонов

Таблица 1.1: Спектральные индексы протонов и гелия, полученные в низкоэнергетических прямых экспериментах (магнитных, RICH).

Эксперимент	Тип спектра	Диапазоны	Спектральные индексы
Smith et al. (1972) [112]	R	8.3 ГВ–156 ГВ	$\gamma_p = 2.63 \pm 0.08$ $\gamma_{He} = 2.47 \pm 0.03$
Verma et al. (1972) [113]	R	10 ГВ–220 ГВ	$\gamma_p$ не измерялся $\gamma_{He} = 2.8 \pm 0.15$
Golden et al. (1976, 1979) [116, 117, 118]	R	10 ГВ–150 ГВ	$\gamma_p = 2.70 \pm 0.05$ $\gamma_{He} = 2.70 \pm 0.05$
LEAP (1987) [122]	E/n	10 ГэВ–100 ГэВ	$\gamma_p = 2.74 \pm 0.02$ $\gamma_{He} = 2.68 \pm 0.03$
MASS 1991 [124]	E/n	p: 30 ГэВ–100 ГэВ He: 15 ГэВ–50 ГэВ	$\gamma_p = 2.708 \pm 0.037$ $\gamma_{He} = 2.65 \pm 0.19$
IMAX 1992 [125]	R	20 ГВ–150 ГВ	$\gamma_p = 2.70 \pm 0.06$ $\gamma_{He} = 2.76 \pm 0.10$
Buckley 1994 [126]	E/n	40 ГВ–300 ГВ	$\gamma_p$ – не измерялся $\gamma_{He} = 2.64 \pm 0.09$
CAPRICE 1994 [85]	E/n	p: 20 ГэВ–200 ГэВ He: 10 ГэВ–100 ГэВ	$\gamma_p = 2.73 \pm 0.06$ $\gamma_{He} = 2.65 \pm 0.07$
AMS01 1998 [131, 132]	E/n	p: 10 ГэВ–200 ГэВ He: 20 ГэВ–100 ГэВ	$\gamma_p = 2.78 \pm 0.009 \pm 0.019$ $\gamma_{He} = 2.740 \pm 0.010 \pm 0.016$
CAPRICE 1998 [135]	E/n	p: 20 ГэВ–350 ГэВ He: 15 ГэВ–150 ГэВ	$\gamma_p = 2.75 \pm 0.02$ $\gamma_{He} = 2.67 \pm 0.03$
BESS-TeV 2002 [137, 138]	E/n	p: 30 ГэВ–540 ГэВ He: 20 ГэВ–250 ГэВ	$\gamma_p = 2.732 \pm 0.011 \pm 0.019$ $\gamma_{He} = 2.699 \pm 0.040 \pm 0.044$

(30–540 ГэВ) и гелия (20–250 ГэВ/нукл) получены аппроксимации

$$\Phi_p = (1.37 \pm 0.06(\text{sta.}) \pm 0.11(\text{sys.})) \times 10^4 (\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec} \cdot \text{GeV})^{-1}$$

$$\gamma_p = 2.732 \pm 0.011(\text{sta.}) \pm 0.019(\text{sys.})$$

$$\Phi_{He} = (7.06 \pm 0.94(\text{sta.}) \pm 1.17(\text{sys.})) \times 10^3 (\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{sec} \cdot \text{GeV}/\text{n})^{-1}$$

$$\gamma_{He} = 2.699 \pm 0.040(\text{sta.}) \pm 0.044(\text{sys.})$$

Данные новых экспериментов в целом не противоречат более старым данным. Эксперименты одного типа, но разных поколений, хорошо повторяют друг друга. Можно

отметить очень хорошее согласие экспериментов BESS (все полеты) и AMS01 по спектрам протонов. Эксперименты CAPRICE дают несколько более низкий абсолютный поток, поэтому о полной ясности в области энергий в несколько сот ГэВ говорить пока рано даже для спектра протонов. Для спектра гелия эксперименты BESS и AMS01 согласуются немного хуже, чем для протонов, и CAPRICE снова дает заметно более низкий поток, чем упомянутые два эксперимента. То есть полной ясности новые эксперименты не принесли также по спектру гелия.

В таблице табл. 1.4.1 приведена сводка данных по спектральным индексам протонов и гелия, полученным в низкоэнергетических прямых экспериментах (магнитных, RICH). Каждый отдельно взятый эксперимент не обнаруживает различия наклонов спектров протонов и гелия с достаточно высокой статистической значимостью (более трех стандартных отклонений). Однако во всей совокупности экспериментов прослеживается довольно ясная тенденция приводить к более пологому спектру для ядер гелия по сравнению со спектром протонов, хотя разница наклонов и невелика. Эта тенденция особенно отчетливо видна в данных наиболее современных экспериментов. Этот результат очень важен, так как, в соответствие с формулой (1.6) он может указывать на различие спектра протонов и гелия в источниках, однако считать эту тенденцию доказанной на основе этих данных невозможно. Есть указание на существование различия в наклонах спектров протонов и гелия, но требуются дополнительные исследования.

## 1.4.2 Калориметры

С использованием магнитных спектрометров в прямых измерениях космических лучей пока не удается достичь энергий выше нескольких сотен ГэВ<sup>7</sup>. Одним из путей решения проблемы является использование калориметрических методик<sup>8</sup>. Ионизационный калориметр как прибор для измерения энергии отдельных частиц был изобретен Н.Л. Григоровым в 1955 г. [139]<sup>9</sup>. Первое использование калориметра относилось к физике космических лучей в экспериментах на Памире [139], в связи с чем, собственно, он и был предложен Григоровым, но позже этот прибор стал широко использоваться во многих областях физики высоких энергий. Общие принципы построения и использования

<sup>7</sup>Кроме новейшего эксперимента AMS-02, см. гл. 10.

<sup>8</sup>Надо отметить, что первые прямые измерения спектров космических лучей с использованием калориметра на спутниках серии Протон вплоть до энергий несколько десятков ТэВ (подробно рассматривается ниже) были проведены раньше, чем первые прямые измерения с магнитным спектрометром [111, 112] в районе энергий сотни ГэВ.

<sup>9</sup>В статье [139], принятой к печати в 1957 г., сообщается, что он был изобретен два года назад.

ионизационных калориметров рассмотрены в книге [140] и обзорах [141, 142, 143].

Первыми прямыми измерениями спектра космических лучей с использованием ионизационного калориметра стали космические эксперименты на спутниках серии Протон («Протон 1», «Протон 2», «Протон 3», «Протон 4») в 1965–1968 гг. Эти эксперименты являются не только первыми прямыми экспериментами, основанными на использовании калориметра, но и, в определенном смысле, парадигмальным примером для чрезвычайно широкого класса баллонных и космических спектрометров, последовавших за ними, в том числе для работающих в настоящее время и планируемых на обозримое будущее. Проблемы, выявленные при работе с этим прибором в экспериментах на Протонах, постепенно устраивались в следующих поколениях космических и баллонных спектрометров. Большая часть результатов экспериментов на спутниках «Протон» была получена с прибором СЭЗ-14, установленным на спутниках «Протон 1,2,3». На спутнике «Протон 4» летал существенно модифицированный спектрометр ИК-15. Конструкция прибора СЭЗ-14 описана в статье [144], спектрометр ИК-15 описан в статье [145]. На спутниках серии Протон был установлен также черенковский спектрометр заряда СЭЗ-1 [146], предназначенный для измерения состава и спектра тяжелых ядер, результаты работы с которым будут рассмотрены в разделе 1.5, и спектрометр СЭЗ-12 [147] (упрощенный свинцовый калориметр с низким геометрическим фактором плюс дополнительный поглотитель из свинца ниже калориметра для выделения электронов из общего потока частиц), предназначенный для измерения потока электронов с энергиями более 200 МэВ. Вопросов, касающихся измерения потоков космических электронов, мы не касаемся.

Основой прибора СЭЗ-14 является железо-сцинтилляционный калориметр толщиной около трех ядерных пробегов. Как показал анализ [144], в таком калориметре поглощается лишь около половины энергии первичной частицы, поэтому такой калориметр является тонким, и необходим пересчет с выделенной в калориметре энергии на энергию первичной частицы. Из-за ограничений по весу аппаратуры большинство последующих баллонных и космических спектрометров также были основаны на использовании тонких калориметров. Калибровка прибора была проведена по атмосферным мюонам космических лучей на уровне моря, как это делалось и в следующих поколениях спектрометров. В экспериментах на спутниках «Протон» спектрометр состоял из двух почти идентичных модулей, каждый из которых являлся отдельным совершенно самостоятельным спектрометром, и содержал свой собственный калориметр<sup>10</sup>. Каждый калориметр имел 10 слоев

<sup>10</sup>Похожая идея потом была реализована в космическом спектрометре Fermi/LAT, где, однако, было уже не 2, а 16 самостоятельных модулей.

сцинтилляторов между которыми располагались 9 слоев поглотителей из железа, но весь калориметр просматривался только двумя ФЭУ, сигналы от которых поступали на одну нагрузку, т.е. суммировались. Поэтому калориметр не давал координатной информации, по которой можно было бы визуализировать каскад и оценить траекторию первичной частицы. Это свойство прибора было позже расценено как существенный недостаток, который был устранен в приборах следующих поколений. В состав прибора СЭЗ-14 входило также два слоя сцинтилляционных детекторов взаимодействия, размещенных непосредственно над и под калориметром, и двухслойный аргоно-метановый пропорциональный счетчик, помещаемый над калориметром в самой верхней части прибора, и используемый для измерения заряда первичной частицы. Эти детекторы также были прокалиброваны атмосферными мюонами на уровне моря. Между верхним детектором взаимодействия и детектором заряда имелось пространство около 40 см, которое могло оставаться пустым, либо заниматься сменными фильтрами, один из которых был из полиэтилена, другой из графита. Эти фильтры использовались для исследования сечения взаимодействия космических протонов с ядрами водорода и углерода мишени (сообщается об обнаружении роста неупругого сечения с ростом энергии [148, 149]). Геометрический фактор одной половины СЭЗ-14 для регистрации частиц, проходящих через пропорциональный счетчик и нижнее основание ионизационного калориметра, равен  $420 \text{ см}^2 \cdot \text{стераид}$ .

Существенно, что в спектрометре СЭЗ-14, установленном на станциях Протон-1 и Протон-2, отсутствовала какая-либо система, позволяющая контролировать влияние обратных токов (частиц, рассеянных из области калориметра и других частей прибора в обратном направлении) на детектор заряда. Этот конструктивный недостаток был понят авторами проекта ([145, стр. 1820], [2, стр. 1063], [150, стр. 2439]), поэтому уже в полете Протон-3 были приняты меры для контроля за обратными токами. В конфигурации для космической станции Протон-3 спектрометр СЭЗ-14 был дополнен двумя детекторами направлений (телескоп из двух сцинтилляторов с четырьмя направленными черенковскими счетчиками между ними), размещенными над пропорциональными счетчиками [149]. С включенным детектором направлений геометрический фактор спектрометра становится в 9 раз меньше, т.е.  $47 \text{ см}^2 \cdot \text{стераид}$  [2], но новая конфигурация должна была позволить не смешивать первичные частицы с обратными токами.

Результаты измерений на космических станциях Протон 1–3 обобщались и публиковались поэтапно на протяжении ряда лет. Протон-1 был запущен 16-го июля 1965 г., предварительные результаты о спектре протонов и спектре всех частиц этого полета опубликованы в работе [151]. Протон-2 был запущен 2-го ноября 1965 г., спектр всех частиц

и спектр протонов по результатом полетов Протон-1 и Протон-2 опубликованы в статье [152]. В этой статье впервые сообщается о новом неожиданном эффекте: увеличении крутизны спектра протонов с 1.74 до 2.3–2.5 (интегральный показатель) после  $10^{12}$  эВ. Обнаружение этого эффекта в значительной степени определило направление исследований в прямых измерениях спектров космических лучей на целые десятилетия вперед, и о достижении какой-то ясности в этой проблеме можно говорить только сейчас, спустя более чем 40 лет после первого сообщения о явлении. Космический аппарат Протон-3 был запущен 6-го июля 1966 г., в статье [2] приведен спектр всех частиц и спектр протонов по результатам трех полетов Протон-1,2,3. Для формы интегрального спектра протонов получена аппроксимация

$$I(>= E) = A \left( \frac{100}{E} \right)^{1.62} \frac{1}{[1 + (E/1500)^2]^{0.35}}, \quad (1.7)$$

где  $A$  – некоторый нормировочный коэффициент,  $E$  измеряется в ГэВ. Из формулы (1.7) видно, что показатель спектра протонов увеличивается на 0.7 выше порога 1500 ГэВ, с 1.62 до 2.31. В статьях [4, 153] приведен спектр ядер гелия по результатам полета Протон-3 (и указано, что результаты не противоречат данным Протон-2, где спектр гелия был измерен с гораздо более низкой статистикой), в статьях [150, 154] обсуждается нерегулярность поведения спектра протонов в области  $10^{12}$  эВ.

В статьях [150, 154] приведены дополнительные аргументы против методической природы излома протонного спектра. Так как протоны дают около 50% всего интегрального потока космических частиц, то особенность в виде «ступеньки» ожидается также и в спектре всех частиц. Но спектр всех частиц не должен быть подвержен методическим эффектам со стороны обратных токов, поэтому, если излом наблюдается в спектре всех частиц, он не может быть следствием неадекватного определения заряда частицы из-за влияния обратных токов. В статьях [150, 154] была подробно проанализирована форма спектра всех частиц, измеренная в экспериментах Протон-1,2,3, и показано, что в спектре действительно имеется особенность в области  $10^{12}$  эВ, имеющая ожидаемую форму (более подробное обсуждение см. раздел 1.6, стр. 75, рис. 1.18). Авторы интерпретировали этот результат как свидетельство в поддержку реальности излома в спектре протонов.

Хотя на станции Протон-3 для контроля за обратными токами был использован детектор направлений, который должен был позволять измерять заряд только для частиц, вошедших в прибор в направлении сверху вниз, излом в спектре протонов, в соответствии со статьей [2] 1970-го года, сохранился и в спектре, измеренном с детектором направлений. Результаты измерений на спутниках Протон-1,2 и на половине Протон-3, работающей без детектора направлений, были хорошо воспроизведены половиной прибора с

детектором направлений. Авторы работы [2] заключили, что никаких указаний на возможную методическую природу излома спектра протонов нет. Однако позже, в диссертации В.В. Акимова [3] 1973-го года, был приведен другой результат. Согласно этой работе интегральный спектр протонов, измеренный Протоном-3 той половиной спектрометра, на которой был установлен детектор направлений, не содержит излома вблизи  $10^{12}$  эВ и в целом хорошо описывается степенным законом с индексом  $1.64 \pm 0.01$  [3, стр. 92]. Высокоэнергетическая часть этого спектра – 3 точки с энергией выше 2 ТэВ – была в 1988 г. показана в одной из статей, посвященных экспериментам на спектрометре Сокол [155] (см. ниже) для сравнения с результатами Протонов (со ссылкой на диссертацию В.В. Акимова), но в каких-либо статьях, специально посвященных экспериментам на космических станциях Протон 1–4, этот спектр никогда не публиковался. Сам автор диссертации заключил [3, стр. 92], что хотя различие в спектрах с детектором направлений и без него имеется, но оно не является достаточно хорошо статистически обеспеченным.

По результатам полетов Протон-1,2,3 было получено несколько спектров протонов (все в интегральной форме) – для разных полетов и для разных половин прибора для каждого полета. Все спектры, измеренные без детектора направлений, хорошо согласуются между собой. На рис. 1.5 приведен спектр протонов, измеренный половиной СЭЗ-14 в полете Протон-3 без детектора направлений [2], пересчитанный нами в дифференциальный спектр. На дифференциальном спектре хорошо виден излом после  $2 \cdot 10^{12}$  эВ, соответствующий излому на интегральных спектрах [2]. На рис. 1.5 показан также дифференциальный спектр протонов, измеренный с детектором направлений, полученный по табличным данным диссертации [3, стр. 92]. Спектр имеет довольно гладкое степенное поведение. Кроме того, на рис. 1.5 показан также дифференциальный спектр ядер гелия, полученный пересчетом интегрального спектра, измеренного в полете Протон-3 [4, 153].

В спектрометре ИК-15 [145], который был установлен на космической станции Протон-4 (запуск состоялся 16 ноября 1968 г.), был использован существенно модифицированный калориметр. Теперь он включал 4 слоя свинца и 13 слоев железа, а толщина его составляла 7.5 длин пробегов ядерного взаимодействия. Такой калориметр поглощает около 90% энергии первичного протона и, фактически, является толстым, что должно обеспечивать высокую точность определения энергии. Эти показатели остаются непревзойденными до сих пор. Для съема сигналов с калориметра использовались ксеноновые (с добавлением азота) ионизационные камеры, расположенные между слоями поглотителя, так что с каждого слоя сигнал снимался индивидуально (всего 16 слоев). Это давало возможность проследить за развитием каскада. Однако, как написал Н.Л. Григоров в статье [156,

стр. 171] «их [дополнительных амплитудных анализаторов] применение носило вспомогательный характер и аппаратура оставалась “слепой”». Основными детекторами заряда первичной частицы в спектрометре ИК-15, в отличие от спектрометра СЭЗ-14, стали направленные черенковские счетчики. Такие детекторы являются одновременно детекторами направления прихода частицы и должны обеспечивать защиту от ложного срабатывания от обратных токов. Детекторы заряда установлены с обоих концов калориметра, т.е. спектрометр обеспечивает регистрацию частиц с измерением заряда, движущихся в двух противоположных направлениях. Каждый детектор скомпонован из 16 тонких черенковских счетчиков (матрица  $4 \times 4$ ) общей площадью 3000 см<sup>2</sup>. Детектор заряда на основе пропорциональных камер тоже сохранен, т.е. информация о заряде первичной частицы дублируется.

В статьях [157, 158] приведен спектр всех частиц, измеренный в полете Протон-4 в области от  $10^{11}$  эВ вплоть до значений около  $5 \times 10^{15}$  эВ (область колена в спектре всех частиц), что остается рекордом, не превзойденным в области прямых измерений до сих пор. Спектр всех частиц был измерен двумя способами: во-первых, просто как спектр ионизационных толчков калориметра, без определения типа частицы и характера направления ее попадания в спектрометр, во-вторых, для апертурных частиц, которые дали сигнал в детекторе направлений (который, как было сказано выше, имелся в Протоне-4) и в некоторых других вспомогательных детекторах, фиксирующих апертуру прибора. Кроме того, в первом случае спектр измерялся интегральным дискриминатором амплитуды с восемью уровнями, а во втором случае – 64-канальным амплитудным анализатором, покрывающим область значений от  $3 \times 10^{13}$  до  $10^{16}$  эВ. Оба спектра, измеренные Протон-4, совпали с точностью до статистики между собой, и оба они совпали с результатами, полученными раньше при более низких энергиях на космических станциях Протон-1,2,3. В спектре всех частиц, измеренных Протоном-4, также была обнаружена ступенька, которую авторы связывали с особенностью спектра протонов. Однако ни сам спектр протонов, ни спектр ядер гелия, измеренный Протоном-4, в этой статье не приведен. Приведенные результаты авторы статей квалифицировали как предварительные, но более детальные результаты измерений опубликованы не были. Спектры протонов и ядер гелия по данным измерений Протон-4 также опубликованы не были.

В статье R.W. Ellsworth и др. [159] 1977-го года, с использованием высокогорного спектрометра на основе калориметра, было экспериментально исследовано поведение обратных токов в зависимости от энергии первичной частицы. На основе полученных данных было показано, что спектр протонов, измеренный в эксперименте «Протон», должен быть

скорректирован, при этом излом спектра вблизи 1 ТэВ может исчезнуть. Отмечено, что исследованные эффекты никак не могут повлиять на форму спектра всех частиц, и она должна остаться неискаженной. Авторы [159] считали, что данные эксперимента «Протон», приведенные в докладе [160], согласуются со степенным поведением спектра всех частиц, подтверждая аппаратурную природу излома спектра протонов вблизи 1 ТэВ. Между тем, сами авторы доклада [160] придерживались мнения, что спектр всех частиц имеет особенность типа ступеньки, что явно видно из приведенной аналитической аппроксимации спектра (последняя формула в статье [160]). Таким образом, ясности в понимании природы излома спектра протонов вблизи 1 ТэВ в данных «Протонов» достичь не удалось.

Исторически следующим прямым калориметрическим экспериментом был баллонный эксперимент M.J. Ryan, J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam [1], который состоялся в 1970 г. Полет продолжался 16.6 час на глубине 6 г/см<sup>2</sup> остаточной атмосферы при 42% живого времени и геометрическом факторе 358 см<sup>2</sup>·стерад. В работе [1] указывалось, что целью эксперимента является прямое измерение дифференциальных спектров космических лучей для проверки эффектов, обнаруженных в интегральных спектрах, измеренных на космических станциях серии Протон. Имелась в виду, прежде всего, особенность спектра протонов около 1 ТэВ. Вольфрамо-железный калориметр спектрометра имел толщину 4 ядерных пробега протона, сигналы ионизации измерялись с использованием слоев сцинтилляторов, находящихся между слоями поглотителя калориметра. Продольное развитие каскада визуализировалось (в статье [1] приведены характерные картинки). Для измерения заряда использовались сцинтилляционный и черенковский детекторы, размещавшиеся в верхней части прибора. В состав прибора входила также проволочная искровая камера, помещавшаяся между калориметром и детекторами заряда в верхней части прибора, с помощью которой визуализировалась начальная часть траектории частицы в приборе. Были предприняты специальные меры для контроля за обратными токами. Проверялось, что энергетический спектр протонов и ядер гелия получается одним и тем же для событий с первым ядерным взаимодействием на различной глубине в калориметре. Если бы влияние обратных токов было существенным, то из-за энергозависимости потока обратных токов спектры для разной глубины первого взаимодействия имели бы разную форму.

К сожалению, эксперимент [1] не смог полностью решить поставленную задачу, так как дифференциальные спектры протонов и гелия хотя и были получены (рис. 1.5), но спектр протонов был измерен только до энергии 2 ТэВ, причем с большими статисти-

ческими ошибками в последних двух точках. Поэтому ничего определенного об изломе спектра протонов вблизи 1 ТэВ, обнаруженному в экспериментах на станциях Протон, сказать было нельзя. Авторы [1] могли только констатировать, что их результаты не противоречат измерениям на Протонах в области 1 ТэВ. Во всей промеренной области энергий (50–2000 ГэВ для протонов, 10–500 ГэВ/нукл для гелия) были получены следующие степенные аппроксимации спектров

$$dN_p/dE = (8.6 \pm 0.8) \times 10^6 E^{-2.55 \pm 0.03} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{сек} \cdot \text{ГэВ})^{-1}$$

$$dN_{\text{He}}/dE = (3.6 \pm 0.6) \times 10^5 E^{-2.77 \pm 0.05} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{сек} \cdot \text{ГэВ}/\text{нукл})^{-1}.$$

Следующим важным шагом в реализации программы калориметрических прямых измерений спектров космических лучей явился космический спектрометр «Сокол».

Н.Л. Григоров в статье [156] писал, что в результате обсуждения им вместе с С.Н. Верновым и А.Е. Чудаковым проблемы обратных токов на станциях Протон, были сформулированы основные требования, которым должен удовлетворять прибор, в котором влияние обратных токов минимизируется. Это следующие 5 требований [156, стр. 158]:

- «1. Картина прохождения частицы через прибор должна быть визуализирована.
- 2. Энергия частицы должна измеряться секционированным калориметром с поглотителем общей толщиной в 5–7 пробегов для взаимодействия протонов.
- 3. Детекторы для измерения заряда первичной частицы должны обладать различной чувствительностью к частицам, входящим в прибор и выходящим из него, т.е. к первичным частицам и частицам обратного тока.
- 4. Необходимо иметь возможность отбирать частицы, лавины от которых начинаются в глубине ионизационного калориметра, так как в этом случае обратный ток минимален.
- 5. Кроме протонов должны регистрироваться другие ядра, так как они помимо самостоятельного значения могут служить контролем корректности измерений.»

Стремление с той или иной степенью полноты реализовать эти требования до сих пор в значительной степени определяют направление развития спектрометров космических лучей, использующих ионизационные калориметры. Можно отметить, что уже в эксперименте Протон-4 была реализована большая часть этих требований. Исключением являлся только п.1, так как в этом эксперименте визуализировалось только продольное развитие каскада. Конструкция космического спектрометра «Сокол» была важным шагом в реализации требований, сформулированных Н.Л. Григоровым.

Спектрометр Сокол совершил два полета на космических станциях Космос-1543 (прибор Сокол, станция запущена 10 марта 1984 г, 27 суток активной работы) и Космос-

1713 (прибор Сокол-2, станция запущена 27 декабря 1985 г., 25 суток активной работы). Конструкция спектрометра Сокол описана в статьях [161, 162, 163]. Прибор основан на свинцово-железном калориметре глубиной  $\sim 5.5$  длин ядерного взаимодействия протона. Два ряда поглотителя из свинца и 8 рядов поглотителя из железа прослоены 10 слоями сцинтилляторов. Каждый слой состоял из 8 длинных брусков сцинтиллятора, каждый из которых индивидуально просматривался своим фотоумножителем. Так как бруски в соседних слоях располагались взаимно перпендикулярно, то это позволяло получать координатную информацию и визуализировать развитие каскада в калориметре. Для регистрации заряда использовались черенковские детекторы двух типов. Секционированный направленный черенковский детектор, состоящий из 11 отдельных счетчиков, позволяющий отделять частицы, двигающиеся сверху вниз от частиц обратного тока, двигающихся в противоположном направлении, использовался для измерения зарядов  $1 \leq Z \leq 6$ . Верхняя плоскость радиатора черенковского детектора была выкрашена черной матовой краской, так что амплитуда импульса от частиц, проходящих сверху вниз была в среднем в 15 (согласно [156]) или 20–30 (согласно [161]) раз больше, чем для частиц, проходящих снизу вверх. Аналогичное отношение в направленном черенковском детекторе заряда спектрометра ИК-15 (Протон-4) было около 10 [145]. Секционированный детектор, состоящий из 4-х черенковских счетчиков, работающих на принципе диффузного отражения, использовался для измерения зарядов  $6 \leq Z \leq 50$ . Система регистрации заряда в спектрометре Сокол была похожа на систему регистрации спектрометра ИК-15 (Протон-4), и главным отличием спектрометра Сокол от ИК-15 было дополнительное секционирование калориметра, позволяющего полностью визуализировать развитие каскада. Геометрический фактор прибора Сокол составлял  $325 \text{ см}^2$  стерад. В приборе Сокол на входах ФЭУ, просматривающих сцинтилляторы калориметра, стояли 700-кратные фильтры, которые были удалены в конфигурации Сокол-2 (изменение конфигурации спектрометра Сокол-2 по сравнению с Сокол описано в статье [155]). Также в конфигурации Сокол-2 свинцовые поглотители калориметра были заменены на железные, что позволило довести точность определения энергии до 15%, ошибку в восстановлении траектории первичной частицы на уровне детекторов заряда до 1 см и позволило расширить диапазон зарядов, измеряемых направленным черенковским детектором. Геометрический фактор прибора Сокол-2 составил около  $270 \text{ см}^2$  стерад. Недостатком спектрометра Сокол по сравнению как с экспериментом на Протонах, так и экспериментом Ryan et al. [1], был высокий энергетический порог, который составлял 1–2 ТэВ. Поэтому, к сожалению, прямо наблюдать излом спектра, обнаруженный Протонами вблизи 1 ТэВ, с прибором Сокол было невозможно.

Первые предварительные результаты, относящиеся к дифференциальным спектрам ядер гелия и групп более тяжелых ядер по результатам полета Сокол, были опубликованы в статье [164]. Спектр протонов в этой статье опубликован не был. При интерпретации спектра протонов группа, готовившая и проводившая эксперименты Сокол, не смогла прийти к единому мнению. Начиная со статьи [155] (И.П. Иваненко и др., полет Сокол-2) и [165] (Н.Л. Григоров, зарядовое распределение по результатам Сокол-2), группа, возглавляемая И.П. Иваненко – с одной стороны, и Н.Л. Григоров – с другой, результаты публиковали отдельно.

Спектры протонов и других ядер, полученные Н.Л. Григоровым в экспериментах Сокол и Сокол-2, были опубликованы им в статьях [156, 166]. В этих статьях приведены интегральные спектры. Дифференциальные спектры протонов и гелия, полученные из интегральных численным дифференцированием приведены на рис. 1.5. В этих статьях Н.Л. Григорова и в статьях группы И.П. Иваненко ([155] и последующих, см. ниже) использовались различные критерии отбора протонных событий и разные способы перехода от энергии, измеренной калориметром, к энергии первичной частицы. В статье Н.Л. Григорова утверждается, что интегральный спектр протонов, измеренный в экспериментах Сокол и Сокол-2, находится в хорошем согласии с результатами, измеренными в экспериментах Протон 2,3,4<sup>11</sup>. Показатель интегрального спектра протонов при энергиях 4–20 ТэВ по данным [156] равен  $2.11 \pm 0.15$  (согласно [166]  $2.08 \pm 0.15$ ), что согласуется со спектром, описываемым уравнением (1.7), полученным на станциях Протон.

Результаты экспериментов Сокол публиковались группой И.П. Иваненко в несколько этапов. В статьях представлены результаты по обоим экспериментам Сокол и Сокол-2. В статье [155] представлены интегральные спектры протонов и ядер гелия и дифференциальный спектр ядер  $z \geq 5$ . Согласно [155], в интегральном спектре протонов для  $E \geq 2$  ТэВ  $\gamma = 1.58 \pm 0.09$ , для  $E \geq 5$  ТэВ  $\gamma = 1.79 \pm 0.18$ , для  $E \geq 10$  ТэВ  $\gamma = 1.99 \pm 0.35$ . Хотя некоторое (статистически незначимое) укручение спектра здесь наблюдается, но количественного согласия с результатами Протонов нет, и сами авторы пишут о резком противоречии полученного результата данным Протонов. В статье [167] получен дифференциальный и интегральный спектр всех частиц, причем в интегральном спектре не обнаружена ступенька, которая в спектре, измеренным Протонами, связывалась с

<sup>11</sup>Заметим, что спектр протонов эксперимента Протон-4 не публиковался, поэтому не совсем понятно, какие данные Протон-4 здесь имеются в виду. Ссылки, которые приводит Н.Л. Григоров в связи с этим набором данных, относятся к статьям [160], где приведены данные только для Протон-1,2,3 и [158], где приведен только спектр всех частиц Протон-4, но не спектр протонов.

особенностью спектра протонов вблизи 1 ТэВ. В докладе [168] представлены дифференциальный и интегральный спектр протонов, дифференциальные спектры групп ядер М ( $6 \leq Z \leq 9$ ), Н ( $10 \leq Z \leq 19$ ), и VH ( $Z \geq 20$ ), интегральный спектр всех частиц и зарядовый состав в зависимости от энергии. В докладах [169] и [170] содержатся идентичные наборы данных, представленные дифференциальными спектрами протонов, гелия и групп ядер М, Н, VH. В них приводится также зарядовый состав космических лучей в зависимости от энергии на частицу. В статьях [169, 170] по сравнению с предыдущими работами тех же авторов была использована новая методика анализа событий, которая позволяла использовать в анализе такие события, в которых восстановленная траектория выходила из калориметра через его боковую поверхность. Это позволило увеличить статистику на 50% для частиц с энергией более 5 ТэВ. Дифференциальные спектры протонов и гелия из работ [169, 170] приведены на рис. 1.5. Для протонов с энергией более 5 ТэВ и для ядер гелия с энергией более 1 ТэВ/нукл получены аппроксимации степенными зависимостями:

$$dI_p/dE = (1.49 \pm 0.11) \times 10^{-1} E^{-2.85 \pm 0.14} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{сек} \cdot \text{ТэВ})^{-1}$$

$$dI_{\text{He}}/dE = (8.10 \pm 0.5) \times 10^{-3} E^{-2.64 \pm 0.12} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{сек} \cdot \text{ТэВ}/\text{нукл})^{-1}.$$

Можно отметить заметное различие спектральных индексов протонов и гелия  $\Delta\gamma = 0.21 \pm 0.18$ , хотя статистическая значимость различия невелика.

В работах Н.Л. Григорова [156, 166] и группы И.П. Иваненко [169, 170] были определены также отношения интегральных потоков протонов и ядер гелия в зависимости от энергии. Соответствующие результаты приведены на рис. 1.6. Видно, что, хотя результаты полученные Н.Л. Григоровым и группой И.П. Иваненко не очень хорошо согласуются между собой в области наименьших энергий, но в обоих случаях наблюдается тенденция к увеличению потока гелия по сравнению с потоком протонов. Это является указанием на различие наклонов спектров протонов и гелия. Хотя, конечно, статистические ошибки довольно велики и наблюдаемый эффект на основании этих данных невозможна рассматривать как вполне статистически достоверный.

Других калориметрических прямых измерений спектров протонов и ядер гелия до 2000 г., когда начал свои полеты спектрометр ATIC, проведено не было. Как видно из приведенного обзора, хотя в развитии калориметрических прямых измерений и были достигнуты впечатляющие результаты, данные, относящиеся к спектрам протонов и гелия к 2000 г., оставались весьма противоречивыми и неполными. Три проведенных эксперимента – Ryan et al, Протон и Сокол дали результаты, не согласующиеся между собой, а

каждый из экспериментов Протон и Сокол дали противоречивые наборы данных даже в рамках одного эксперимента. Очевидно, что более надежные прямые измерения спектров протонов и гелия были весьма актуальными.

### 1.4.3 Эмульсионные эксперименты

Наивысшие энергии в прямых измерениях спектров протонов и ядер гелия космических лучей в настоящее время достигнуты в баллонных экспериментах на основе рентгеноэмульсионных камер [171] в сочетании с ядерными эмульсиями [172]. Достоинством эмульсионных экспериментов являются простота прибора и относительно большие геометрические факторы, что позволяет в баллонных экспериментах получать статистически обеспеченные спектры вплоть до энергий в несколько сот ТэВ на частицу. Недостатками методики являются, главным образом, высокий энергетический порог (несколько ТэВ в калориметрической эмульсионной методике) и трудности с определением заряда первичных частиц. Основную информацию о спектрах протонов и гелия дали баллонные эмульсионные эксперименты MUBEE, JACEE и RUNJOB, но мы упомянем так же и некоторые другие эксперименты.

Первые баллонные эксперименты с использованием эмульсионных камер, в которых проводились измерения спектров космических лучей в ТэВной области, были начаты в НИИЯФ МГУ в 1973 году [173, 174, 175]. С камерой площадью  $0.5 \text{ м}^2$  и толщиной свинца 8 см была набрана экспозиция 360 часов на глубине остаточной атмосферы около  $60 \text{ г}/\text{см}^2$  [175]. В этих экспериментах был измерен спектр адронной компоненты в диапазоне энергий от 2 ТэВ до 30 ТэВ, но это не был спектр первичных космических лучей, так как на глубине  $60 \text{ г}/\text{см}^2$  вероятность фрагментации ядер велика и поток вторичных атмосферных частиц очень значителен. Такие измерения обоснованно можно назвать «квазипрямыми». Был сделан только вывод, что результаты не противоречат степенному первичному спектру с показателем  $\gamma = 2.65$  вплоть до энергий 100 ТэВ [175]. Уже в этих экспериментах использовалась рентгеноэмульсионная камера в комбинации с ядерными эмульсиями, и в смысле методики они являлись прямыми предшественниками эксперимента MUBEE.

Эксперимент MUBEE [176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183, 184] (Moscow University Balloon Emulsion Experiment) был подготовлен в НИИЯФ МГУ. С 1975 по 1987 гг. было проведено 10 полетов, из них первые 6 – короткие (от 32 до 71 часа, в 1975 и 1978 гг.), последние 4 – длинные, со стартом с Камчатки (от 152 до 158 часов, в 1986 и 1987 гг.). В первых 6 коротких полетах средняя глубина остаточной атмосферы составила  $11 \text{ г}/\text{см}^2$ ,

в последних 4 длинных – 13 г/см<sup>2</sup>. Первые предварительные результаты, относящиеся к полету 1975 г., представлены в статье [176]. Результаты всех 6 коротких полетов 1975–1978 гг. обобщены в статье [181]. Окончательные результаты эксперимента, включающие данные всех полетов, представлены в статьях [183, 184].

Каждая рентгеноэмulsionная камера, экспонированная на баллонах, состояла из 25 слоев свинцового поглотителя и регистрирующих рентгеновских и ядерных пленок между ними. Рентгеновские пленки использовались для определения выделенной энергии фотометрическим методом, ядерные эмульсии служили для определения заряда и траектории частицы, а также для калибровки фотометрического метода определения энергии методом счета треков. Площадь камеры составляла 0.4 м<sup>2</sup>, толщина 8 см, толщина поглотителя по вертикали – 14.7 каскадных единиц. Полная экспозиция по всем полетам составила около 530 м<sup>2</sup> · ср · ч. В эксперименте измерялись потоки протонов, ядер гелия и ядер групп  $M(6 \leq Z \leq 9)$ ,  $H(10 \leq Z < 20)$  и  $VH(Z \geq 20)$ . Для ядер  $Z \geq 6$  разрешение по  $Z$  составило 1.0, 1.7 и 3 ед. заряда для групп  $M$ ,  $H$  и  $VH$  соответственно [178]. Заряд ядра гелия определялся методом счета зерен. Если на траектории каскада не было найдено трека первичной частицы с зарядом  $Z \geq 2$ , то каскад считался образованным протоном.

В длительных полетах из-за высокого фона не удалось идентифицировать каскады, образованные ядрами гелия. Поэтому спектр гелия был построен только по шести коротким полетам. Для построения суммарного по всем экспозициям спектра протонов для длительных полетов использовалась смесь протонных каскадов и каскадов ядер гелия, и количество протонов было определено по известной доле каскадов ядер гелия в коротких полетах ( $24 \pm 4\%$ ). Спектры протонов и ядер гелия эксперимента MUBEE, согласно статье [184], приведены на рис. 1.7 и рис. 1.8 (для энергии на частицу и для жесткости, соответственно). Для степенной аппроксимации  $A E^{-\gamma}$  в диапазоне энергий приблизительно от 10 до 200 ТэВ для спектра протонов в работе [184] получены значения коэффициентов:  $A = 0.3 \text{ м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\gamma = 3.14 \pm 0.08$ . Так как в области энергий меньше 1 ТэВ показатель спектра протонов составляет величину  $\gamma \approx 2.7$  (см. табл. 1.4.1), то авторы делают вывод о существенном укручении спектра протонов в области энергий после 10 ТэВ. Точные данные для наклона спектра гелия не приводятся, но отмечается, что результаты при энергиях более 10 ТэВ на частицу совместимы с степенной экстраполяцией спектра гелия из области более низких энергий с показателем 2.6–2.7, то есть указаний на излом спектра гелия вблизи энергии 10 ТэВ нет.

В 1987, 1988, 1989, 1991 гг. группа японских физиков выполнила серию эмульсионных баллонных экспериментов со стартом из центра баллонных полетов в Санрику (Sanriku),

Япония. На этот эксперимент ниже мы будем ссылаться как на эксперимент Sanriku. В различных полетах использовались камеры несколько различных конструкций, использовались и различные принципы определения энергии первичных частиц. Конструкция спектрометров в первых двух полетах [185, 186] была близка к классической, с использованием калориметрической методики, и именно в этих двух полетах были измерены спектры протонов и ядер гелия. В двух последних полетах аппаратура была основана на иных принципах, изучались спектры ядер тяжелее кислорода, и эти два полета будут рассмотрены ниже, в разделе 1.5.4 (стр. 70). Первый полет (1987 г., [185]), проходил на глубине  $32.8 \text{ г}/\text{см}^2$ , поэтому сами авторы называют этот эксперимент «квазипрямым» (в этом смысле он напоминает отечественный эксперимент [173, 174, 175]). Конструкция спектрометра была достаточно типичной для баллонных эмульсионных экспериментов. Она была представлена, во-первых, детектором зарядов на основе ядерных эмульсий разных типов, позволяющих наблюдать треки как от тяжелых ядер ( $Z \gtrsim 4$ ), так и от протонов и ядер гелия. Во-вторых, в состав установки входил свинцовый калориметр, использующий рентгеновские пленки и ядерные эмульсии. Необычной деталью был твердотельный детектор CR-39, который использовался для быстрого визуального поиска треков. Площадь одного эмульсионного блока составляла  $40 \times 50 \text{ см}^2$ , толщина калориметра 7.84 радиационных единиц (0.42 ядерных пробега), прибор содержал два таких блока. В 30-часовом полете удалось набрать статистику, достаточную для полной реконструкции траекторий приблизительно 200 частиц. С использованием симуляции взаимодействий первичных частиц в остаточной атмосфере авторы смогли получить дифференциальные и интегральные спектры первичных протонов и ядер гелия на границе атмосферы. Для диапазона энергий первичных протонов 5–100 ТэВ, для интегрального спектра, найден показатель спектра  $1.82 \pm 0.13$ , для ядер гелия в диапазоне 3–10 ТэВ/нукл найден показатель  $1.75 \pm 0.15$ . Имеется указание на более крутой спектр протонов, но результат не является статистически обеспеченным, имеются также указания на укручение спектра протонов при энергиях выше 20 ТэВ. Анализ спектра вторичных гамма-квантов дал указание на утяжеление состава космических лучей при росте энергии. Второй полет (1988 г., [186]) проходил на глубине  $19.4 \text{ г}/\text{см}^2$  и этот эксперимент уже может быть назван прямым, хотя поправки на остаточную атмосферу все еще довольно велики. В конструкцию спектрометра были внесены изменения (использованы дополнительно рентгеновские пленки «экранного типа», что позже позволило в эксперименте Sanriku существенно снизить энергетический порог при измерениях спектров тяжелых ядер – см. стр. 70). По классической калориметрической методике было обработано 188 событий, с использованием

пленок экранного типа – 556 событий. Полученные спектры протонов и гелия подтвердили результаты предыдущего полета, включая и излом спектра протонов, но спектральные индексы для второго полета или суммы полетов в статье [186] не приводятся. На рис. 1.7, 1.8 и 1.9 по статье [186] приведены данные обоих полетов 1987 и 1988 гг. без различия между двумя полетами (для упрощения рисунка).

Эмульсионный баллонный спектрометр JACEE (Japanese American Cooperative Emulsion Experiment) [187, 188, 189, 190, 191, 192, 193, 194] с 1979 г. по 1995 г. совершил 15 полетов (JACEE-0 – JACEE-14), из которых восемь были короткими (1–2 дня), два средней продолжительности (5–6 дней, из Австралии в Южную Америку) и пять были длительными (по 9–15 дней, вокруг Южного полюса в Антарктиде). Все полеты кроме одного были успешными, в одном случае (JACEE-11 [194, 195]) спектрометр был потерян в море. Информация, собранная в полетах JACEE 13-14 никогда не обрабатывалась [195]. Средняя глубина остаточной атмосферы составляла от 3.5 до 5.5 г/см<sup>2</sup>. Конструкция прибора детально описана в [188]. В каждом полете типично участвовали от 2 до 6 эмульсионных блоков площадью 40 × 60 см<sup>2</sup>. Анализ был проведен в общей сложности для 40 экспонированных эмульсионных блоков с общей экспозицией 644 м<sup>2</sup>·час. Детектор представлял собой эмульсионную камеру, содержащую около сотни пластинок с ядерными эмульсиями разной толщины (50–400 мкм) в качестве детектора заряда и свинцовый калориметр, содержащий как ядерные эмульсии, так и рентгеновские пленки. Толщина калориметра составляла 8.5 радиационных длин (тонкий). Между детектором заряда и калориметром располагалась пластиковая мишень (акрил, низкий атомный вес) для максимизации вероятности ядерного взаимодействия и минимизации развития электромагнитных каскадов.

В эксперименте JACEE измерялись как спектры протонов и ядер гелия, так и спектры более тяжелых ядерных групп. Для протонов и гелия получены следующие результаты. Обработка результатов JACEE-1 и JACEE-2 дала [187] (1983 г.):

$$dN_{\text{P}/dE} = 12.5 \times 10^{-2} E^{-2.81 \pm 0.13} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ})^{-1},$$

$$dN_{\text{He}/dE} = 0.525 \times 10^{-2} E^{-2.83 \pm 0.20} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}/\text{нукл})^{-1}$$

оба спектра существенно степенные. Обработка первых шести полетов [189] дала:

$$dN_{\text{P}/dE} = (9.17 \pm 2.39) \times 10^{-2} E^{-2.76 \pm 0.09} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ})^{-1},$$

$$dN_{\text{He}/dE} = (1.03 \pm 0.23 \times 10^{-2} E^{-2.87 \pm 0.13} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ}/\text{нукл})^{-1}$$

Обработка полетов JACEE-1–JACEE-8 дала [192]:

$$dN_{P/dE} = (13.0 \pm 3.0) \times 10^{-2} E^{-2.86 \pm 0.07} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ})^{-1},$$

$$dN_{\text{He}/dE} = (0.996 \pm 0.192 \times 10^{-2} E^{-2.72 \pm 0.13} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ}/\text{нукл})^{-1},$$

В статье [192] впервые в эксперименте JACEE было отмечено, что спектр протонов плохо описывается одним степенным законом, и это обстоятельство не согласуется с результатами предыдущих обработок. Для области от 6 до 40 ТэВ был получен показатель спектра  $2.65 \pm 0.12$ , а анализ 40 событий с энергией выше 40 ТэВ дал показатель  $3.44 \pm 0.35$ .

Окончательные результаты эксперимента JACEE, охватывающие полеты 1–12 (кроме потерянного 11-го полета), приведены в двух различных вариантах в статьях [193] и [194] (обе статьи опубликованы в 1998 г.).

В статье [193] для спектров протонов и гелия получены степенные аппроксимации:

$$dN_{P/dE} = (10.4 \pm 0.4) \times 10^{-2} E^{-2.79 \pm 0.05} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ})^{-1},$$

$$dN_{\text{He}/dE} = (0.776 \pm 0.052 \times 10^{-2} E^{-2.67 \pm 0.08} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ}/\text{нукл})^{-1}.$$

В этой работе снова было отмечено, что степенная аппроксимация спектра протонов не очень хороша. В диапазоне от 6 до 50 ТэВ показатель спектра оценен как  $2.64 \pm 0.12$ , а для энергий выше 50 ТэВ как  $3.0 \pm 0.20$ , но при этом фитирование спектра двумя степенными кривыми не приводит к существенному улучшению качества аппроксимации. Результаты работы [194] несколько иные. Как спектр протонов, так и спектр гелия имеют степенной характер, и для спектров получены аппроксимации:

$$dN_{P/dE} = (11.1^{+0.8}_{-0.6}) \times 10^{-2} E^{-2.80 \pm 0.04} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ})^{-1},$$

$$dN_{\text{He}/dE} = (0.786 \pm 0.024 \times 10^{-2} E^{-2.68^{+0.05}_{-0.06}} (\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{с} \cdot \text{ТэВ}/\text{нукл})^{-1}.$$

Видно, что результаты аппроксимации спектров во всем энергетическом диапазоне в работах [193] и [194] близки, но формы спектра протонов, полученные в этих работах, действительно несколько различаются. Спектры протонов и ядер гелия работ [193] и [194] показаны на рис. 1.7 и рис. 1.8. Причины различия результатов этих работ в литературе не обсуждались. Эксперимент JACEE дает различные наклоны для спектров протонов и гелия в обеих последних вариантах обработки, но статистическая значимость этого результата невелика.

Спектрометр RUNJOB (RUssia-Nippon JOint Balloon-program) [196, 197, 198, 199, 200, 201, 202, 203] с 1995 по 1999 гг. совершил 10 продолжительных полетов с Камчатки с посадкой в районе бассейна Волги (плюс один неудачный полет), набрав суммарную

экспозицию  $575 \text{ м}^2$  час на высоте около 32 км (около  $10 \text{ г}/\text{см}^2$  остаточной атмосферы). Характеристики каждого полета (продолжительность, высота, масса спектрометра, траектории) даны в [199]. Конструкция спектрометра и детали экспериментальных процедур описаны в статье [196]. В каждом полете спектрометр был представлен двумя эмульсионными блоками площадью  $40 \times 50 \text{ см}^2$ , размещенными впритык один к другому, так что один ливень легко можно было в случае необходимости проследить в соседних блоках. Небольшое время от изготовления блоков до окончательной послеполетной химической обработки в сочетании с полетом на относительно низких широтах, что давало магнитное обрезание на уровне 3 ГВ, обеспечивало низкий фон. Каждый эмульсионный блок состоял из 4-х слоев: детектор заряда, мишень, дрейфовый промежуток и калориметр (детали конструкции отличались от полета к полету). Свинцовый калориметр на основе сочетания рентгеновских пленок и ядерных эмульсий был довольно тонок: всего около 4-х каскадных единиц, так что развитие ливня невозможно было проследить до максимума.

В эксперименте RUNJOB были измерены спектры протонов и ядер гелия, спектры групп более тяжелых ядер, отношения потоков вторичных ядер к первичным, спектр всех частиц и массовый состав. Результаты обработки данных первых четырех полетов представлены в статье [196]. По мере роста обработанной статистики результаты представлялись на Международной конференции по космическим лучам в 2001, 2003 [197, 198, 199], и 2005 [200, 201, 202] годах. Окончательные результаты для полной статистики по всем полетам даны в статье [203]. Спектры протонов и ядер гелия по результатам этой работы приведены на рис. 1.7 и рис. 1.8. В [203] отмечено, что для спектра протонов и ядер гелия получаются одинаковые в пределах ошибок спектральные индексы:  $\gamma_p = 2.74 \pm 0.08$ ,  $\gamma_{He} = 2.78 \pm 0.20$  для энергий меньше 100 ТэВ/нукл.

Опубликованные результаты обработки измерений RUNJOB были подвергнуты критике в работе [204]. В этой работе утверждается, что приведенные параметры первичных спектров протонов и гелия лишь с очень малой вероятностью могут привести к реальной измеренной статистике. Вывод сделан на основе симуляции взаимодействия частиц в атмосфере и в приборе, с использованием данных, относящихся к первым четырем полетам (согласно статье [196]). Однако альтернативных параметров для первичных спектров в статье [204] предложено не было.

Эмульсионные эксперименты привели к довольно противоречивым результатам в отношении спектра протонов и к еще более противоречивым результатам в отношении спектра ядер гелия. Видимо в некоторых эмульсионных экспериментах не удалось полностью решить методические проблемы и систематические эффекты остаются большими. Оч-

Таблица 1.2: Спектральные индексы протонов и гелия, полученные в эмульсионных экспериментах.

Эксперимент	Тип спектра	Диапазоны	Спектральные индексы
Kawamura et al. (Sanriku) (1987) [185]	E/част. интегр.	5–100 ТэВ 3–10 ТэВ/нукл.	$\gamma_p = 1 + 1.82 \pm 0.13$ $\gamma_{He} = 1 + 1.75 \pm 0.15$
MUBEE (1975–1987) [184]	E/част.	10–200 ТэВ	$\gamma_p = 3.14 \pm 0.08$ $\gamma_{He}$ – не изм.
JACEE(1979–1994) Takahashi [193]	E/нукл.	6–1000 ТэВ 6–50 ТэВ 50–1000 ТэВ 2–400 ТэВ/нукл.	$\gamma_p = 2.79 \pm 0.05$ $\gamma_p = 2.64 \pm 0.12$ $\gamma_p = 3.0 \pm 0.2$ $\gamma_{He} = 2.67 \pm 0.08$
JACEE(1979–1994) Asakimori et al. [194]	E/нукл.	6–1000 ТэВ 2–400 ТэВ/нукл.	$\gamma_p = 2.80 \pm 0.04$ $\gamma_{He} = 2.68^{+0.05}_{-0.06}$
RUNJOB (1995–1999) [203]	E/нукл.	8–100 ТэВ 5–100 ТэВ/нукл.	$\gamma_p = 2.74 \pm 0.04$ $\gamma_{He} = 2.78 \pm 0.20$

видно, что в области энергий более примерно 10 ТэВ на частицу экспериментальных данных крайне не хватает. Тем не менее можно все-таки отметить некоторые тенденции. Три эксперимента – Sanriku, MUBEE и JACEE – дали указание на различные наклоны спектров протонов и гелия в области энергий более  $\sim 10$  ТэВ, хотя статистическая значимость этого результата для каждого отдельного эксперимента невысока. При этом RUNJOB значимого различия наклонов спектров не показал. Таким образом, важнейший вопрос о том, одинаковы ли наклоны спектров протонов и гелия, остался без определенного ответа, хотя некоторые указания на различие наклонов имеются. Эксперименты MUBEE, JACEE и Sanriku указывают, что крутизна спектра протонов при энергиях выше примерно 20 ТэВ выше, чем при энергиях ниже 1 ТэВ, и это говорит о том, что где-то в области от 1 до 20 ТэВ в спектре протонов может быть излом. RUNJOB явных указаний на укручение спектра протонов не дает, более того, при самых высоких энергиях видно некоторое уположение спектра, но эффект статистически недостоверный. Явных указаний на излом в спектре ядер гелия не видно нигде. Из-за слабой статистической обеспеченности всех этих результатов и из-за противоречий между различными экспериментами преждевременно было бы основывать на отмеченных тенденциях какие-либо серьезные выводы. Скорее, все это указывает на необходимость постановки новых экспериментов.

#### 1.4.4 Резюме

На рис. 1.9 показаны результаты всех прямых измерений спектров протонов и ядер гелия, проведенные до начала полетов спектрометра ATIC. Видно, что имеется разумное согласие для магнитных измерений спектра протонов (энергии менее 200–300 ГэВ). Исключение составляет самый ранний эксперимент [111, 112], что не нарушает общей картины. Различие спектров при энергии меньше 5 ГэВ может быть связано с изменением условий солнечной модуляции и различными геомагнитными порогами. Для области энергий от приблизительно 200 ГэВ до 10 ТэВ, которая перекрывает калориметрическими измерениями, ситуация крайне запутана и противоречива. Здесь не только разные эксперименты заметно противоречат друг другу, но имеются противоречия даже внутри интерпретации отдельных экспериментов. В области энергий выше 10 ТэВ, покрытой преимущественно эмульсионными экспериментами, для протонов согласия немного больше, хотя и расхождения остаются довольно большими. На основании всей картины остается непонятным, как протонный спектр соединяет область энергий менее 200 ГэВ и более 10 ТэВ, так как спектры, измеренные в эмульсионных экспериментах, плохо ложатся на степенную экстраполяцию спектров, измеренных в магнитных измерениях.

Магнитные измерения спектра ядер гелия (энергии до 100 ГэВ/нукл) дают вполне разумное согласие результатов. Однако при энергиях выше 100 ГэВ/нукл ситуация остается противоречивой до крайности. Все основные вопросы: каковы спектральные индексы, абсолютные интенсивности, насколько спектры имеют степенной характер – остаются открытыми. Соответственно, остается неясным, имеют ли спектры протонов и ядер гелия одинаковое поведение, или нет. В этой ситуации очевидно, что необходимы новые высокоточные измерения, которые, прежде всего, должны перекрыть диапазон энергий от 100 ГэВ до 10 ТэВ на нуклон, где имеется наибольшая неопределенность в спектрах протонов, и в спектрах гелия.

### 1.5 Спектры ядер ( $Z \geq 3$ ) в прямых измерениях первичных космических лучей

Некоторые ядра космических лучей тяжелее гелия являются почти чисто первичными, подобно протонам и ядрам гелия. Наиболее обильными являются ядра C, O, Ne, Mg, Si, Fe, и именно эти ядра являются наиболее удобным объектом изучения среди тяжелых первичных ядер. В отношении таких первичных ядер остаются актуальными все те зада-

чи, которые уже упоминались в связи с протонами и ядрами гелия в начале раздела 1.4 (стр. 26): исследование отношений потоков разных первичных ядер и исследование формы спектров, что может быть важно для изучения характера источников космических лучей. Однако здесь надо иметь в виду, что отношение потоков ядер с сильно различающимися зарядами (отношение потока протонов к потоку железа – особенно характерный пример) подвержены влиянию особенностей распространения космических лучей через межзвездную среду существенно сильнее, чем отношение потоков ядер с близкими зарядами, как это имело место в случае протонов и гелия. Из формулы (1.6) для связи измеряемого спектра первичного ядра космических лучей и спектра в источнике легко получить формулу для отношения интенсивностей наблюдаемых спектров двух первичных ядер при одной жесткости:

$$\frac{N_{P_1}(R)}{N_{P_2}(R)} = \frac{1 + \lambda(R)/\lambda_{P_2}}{1 + \lambda(R)/\lambda_{P_1}} \times \frac{Q_{P_1}(R)}{Q_{P_2}(R)}. \quad (1.8)$$

Отношение интенсивностей наблюдаемых спектров  $N_{P_1}/N_{P_2}$  искажено по отношению к отношению интенсивностей спектров источников  $Q_{P_1}/Q_{P_2}$  множителем, который определяется зависимостью диффузионной длины утечки ядер из Галактики от энергии. Из-за того, что длины ядерных пробегов для ядер с существенно различными  $Z$  также могут сильно различаться, при этом ядерные длины в общем случае оказываются сопоставимыми с длиной утечки, то и множитель может стать заметно отличным от 1 и привести к зависимости отношения от энергии, которой нельзя пренебречь.

Для чисто вторичных или преимущественно вторичных ядер космических лучей (Li, Be, B, N, ядра «субжелеза» Sc, Ti, V, Cr, Mn) наибольший интерес представляет изучение отношения интенсивностей спектров вторичных ядер к первичным, которые являются источниками (материнскими ядрами) соответствующих осколков. Из уравнения (1.5), связывающего интенсивность спектра вторичного ядра и первичного материнского ядра (или из аналогичных уравнений, выписанных для более сложных случаев нескольких родительских ядер) следует, что из экспериментально измеренного отношения интенсивностей вторичного и первичного ядер легко можно извлечь информацию об энергетической зависимости диффузионной длины утечки (для этого надо знать, конечно, ядерные длины пробегов). Эта информация, ценная сама по себе, может и должна быть использована для корректного анализа отношений интенсивностей первичных компонент и для правильной оценки интенсивностей спектров в источниках. Таким образом, полный анализ в идеальном случае должен основываться одновременно на анализе спектров первичных и вторичных ядер космических лучей. Именно такая информация представляет наибольший интерес при изучении спектров тяжелых ядер.

Информация, получаемая в прямых измерениях тяжелых ядер космических лучей в различных работах очень разнообразна, отличается разной степенью полноты и было бы трудно в обзоре систематическим образом представить все это многообразие. Поэтому мы сосредоточимся преимущественно на результатах, которые ближе к данным, которые получаются экспериментом ATIC. Такими данными являются дифференциальные спектры обильных (преимущественно первичных) ядер с индивидуальным разрешением по заряду и отношения потоков некоторых вторичных ядер к первичным.

### 1.5.1 Эксперименты до НЕАО-3

По-видимому первые прямые измерения спектров ядер тяжелее гелия существенно выше порога солнечной модуляции были проведены в баллонных экспериментах 1963–65 гг. W.R. Webber и др. [205, 206, 207] (в этих же экспериментах были измерены спектры протонов и гелия, см. раздел 1.4, стр. 26). Как и во многих последующих экспериментах этого типа, был использован спектрометр, основанный на комбинации черенковских и сцинтилляционных детекторов. В этом эксперименте были измерены интегральные спектры групп ядер L, M, LH ( $Z = 10 \div 15$ ) и VH ( $Z \geq 20$ ). Одним из наиболее значимых результатов было обнаружение максимума в зависимости отношения потоков L/M вблизи 0.4 ГэВ/нукл и падение этого отношения при более высоких энергиях, вплоть до приблизительно 10 ГэВ/нукл. Этот результат, а также отношения интенсивностей других групп ядер, были проинтерпретированы в рамках представления об уменьшении толщины вещества, проходимого частицами, с ростом энергии. Немного позже эти же данные вместе с результатами нескольких более ранних экспериментов для более низких энергий были последовательно описаны в рамках модели leaky-box в работе [71] (по-видимому, в этой работе leaky-box приближение в полностью замкнутой форме было использовано первый раз). В этой статье был сделан вывод об уменьшении диффузационного времени жизни ядер в Галактике с ростом их магнитной жесткости при жесткостях  $R > 0.4$  ГВ.

В трех баллонных измерениях с ядерными эмульсиями [208, 209, 210] (C.J. Waddington и P.S. Freier), которые были проведены в 1964–66 гг., были измерены интегральные спектры ядер гелия и групп MH ( $15 \leq Z \leq 19$ ) и VH ( $Z \geq 20$ ) в диапазоне от 0.25 до 7.1 ГэВ/нукл. Эти данные позволили оценить дифференциальные спектры гелия и VH-группы вплоть до энергий около 15 ГэВ/нукл и 3.5 ГэВ/нукл соответственно и найти спектральные индексы выше 1 ГэВ/нукл: 2.05 для гелия и 1.93 для VH. Статья [210] специально посвящена весьма детальному обсуждению полученных результатов.

В баллонных экспериментах [211, 212, 213, 214] (T.T von Rosenvinge и др.), прове-

денных в 1966–1967 гг в Северной Америке и Австралии, спектрометры несколько различных конструкций, основанные на комбинированном использовании черенковских и сцинтилляционных детекторов, экспонировались на глубине 2.1–6.2 г/см<sup>2</sup>. В пяти полетах была набрана суммарная экспозиция 2500 см<sup>2</sup>стер·сек. Для зарядов от 4 до 8 с помощью сцинтилляционных детекторов было получено очень хорошее зарядовое разрешение (группа СНО практически полностью разрешена на отдельные линии). До энергий около 20 ГэВ/нукл были измерены дифференциальные спектры углерода и кислорода [211]; спектры ядер группы L ( $3 \leq Z \leq 5$ ) [212]; спектр ядер азота [213]; и спектры групп гелия, M, LH ( $10 \leq Z \leq 14$ ), VH [213] и отношения потоков различных компонент. Спектры углерода и кислорода согласно работе [211] приведены на рис. 1.10. В статье [212] изучалась зависимость отношения потоков L/M от энергии, но это отношение вплоть до энергий 20–30 ГэВ/нукл. было найдено постоянным. Иными словами, эти работы не дали указания на зависимость времени жизни ядер в Галактике от энергии. Заметим, что эксперименты [211, 212, 213, 214] явились результатом прямого развития и усовершенствования методики более ранних экспериментов [205, 206, 207], они рассматривались как более надежные, и обе серии работ были выполнены практически одним коллективом авторов. В работе [213], где сравнивались потоки различных групп первичных ядер, не было обнаружено значимых различий в наклонах их спектров.

Немного позже, однако, точность определения заряда работ T.T von Rosenvinge и др. [211, 212, 213, 214] была улучшена. В работах [68, 215] результаты были реинтерпретированы и проанализированы заново вместе с результатами некоторых других экспериментов. Здесь было получено указание на существование двух эффектов. Во-первых, уменьшение доли вторичных ядер по отношению к группам первичных ядер (тем самым подтвержден результат более ранних работ примерно того же коллектива авторов [205, 206, 207]). Этот эффект отмечен в группах  $Z = 15 \div 25 / (\text{Fe} + \text{Ni})$  и  $(\text{Li} + \text{Be} + \text{B}) / (\text{C} + \text{O})$ . Во-вторых, увеличение доли первичных Fe+Ni по отношению к первичным же O+C с ростом энергии. Аналогичный рост Fe+Ni обнаружен и по отношению к He. Различие спектральных индексов в области энергий примерно от 2 до 50 ГэВ/нукл было оценено соответственно как  $0.26 \pm 0.04$  и  $0.32 \pm 0.06$ . Изменение отношения потоков вторичных ядер к первичным было интерпретировано как указание на зависимость длины пробега до утечки из Галактики от энергии, а изменение отношений интенсивности в группах первичных ядер как указание на существование источников разных типов. (Полученное изменение отношений в группах первичных ядер разумно согласуется с современными данными, но может объясняться эффектами распространения, а не различием спектров

в источниках. См. раздел 9.3.3, стр. 258, также рис. 9.10).

В баллонном эксперименте [216] (M. Casse и др., полеты ранее 1970 г) с черенковским спектрометром в сочетании с трековым детектором на основе искровых камер был определен зарядовый состав космических лучей для жесткости выше 5 ГВ (можно ожидать, что средняя эффективная жесткость должна быть около 10 ГВ, но в статье это прямо не указано). Спектры в этой работе не определялись.

В баллонном эксперименте [1] (M.J. Ryan и др.), основанном на использовании ионизационного калориметра, в котором были измерены спектры протонов и ядер гелия (см. Раздел 1.4.2, стр. 40), были также измерены и спектры более тяжелых ядер. Первые предварительные результаты были представлены в докладе [217], окончательные результаты представлены и обсуждаются в статьях [218, 219, 220, 221]. Предварительная обработка результатов [217] не показала значимых различий между спектрами различных групп ядер (включая вторичные и первичные). При окончательной обработке данных зарядовое разрешение было существенно улучшено и результаты [218, 219, 220, 221] стали иными. Одним из основных выводов является более крутой спектр для групп вторичных ядер по сравнению с первичными. Так, например,  $\gamma_{B+N} = 2.77 \pm 0.08$  против  $\gamma_{C+O} = 2.56 \pm 0.04$  в области энергий приблизительно от 3 до 50 ГэВ/нукл [218]. Еще одним результатом является существенно более пологий спектр ядер группы железа:  $\gamma_{Fe} = 2.0 \pm 0.14$  (до энергии 30 ГэВ/нукл). Последний результат особо подчеркивается в [219, 220, 221, 222], где он связывается с возможностью существования особых источников, которые ускоряют преимущественно ядра железа и дают более пологий спектр (в частности, упоминаются нейтронные звезды как возможные источники железа [222]). Другой рассмотренный вариант состоит в том, что источники, обогащенные железом, находятся где-то недалеко от нас, поэтому утечка ядер из Галактики не успевает сильно изменить спектр источника. Заметим, что в соответствии с аппроксимацией  $\lambda_{esc}$  по результатам HEAO-3-C2 (см. формулу (1.13), стр. 64) и родственными моделями ожидаемое изменение спектрального индекса от группы СНО к Fe из-за эффектов распространения составляет величину 0.10–0.15, поэтому измеренное изменение индекса масштаба 0.5 действительно неожиданно велико.

В эксперименте со сверхпроводящим магнитным спектрометром [112] (L.H. Smith и др.), который уже обсуждался в связи со спектрами протонов и гелия в разделе 1.4.1 (стр. 27), были также измерены индивидуальные спектры ядер от лития до кислорода вплоть до жесткости 156 ГВ, и спектры групп ядер  $Z = 9 \div 14$ ,  $Z = 15 \div 23$ ,  $Z \geq 24$  в этой же области жесткостей (первое сообщение о результатах см. [223]). Индивидуальные спектры ядер были измерены благодаря полному зарядовому разрешению в области

$Z = 2 \div 8$ , обеспеченному сцинтилляционными детекторами. В статье [112] полные наборы данных приведены для спектров без коррекции на фрагментацию ядер в остаточной атмосфере. Спектры углерода и кислорода с поправкой на фрагментацию, которые были вычислены нами с использованием длин пробегов ядер, приведенных в той же статье, показаны на рис. 1.10. В работе [112] изучалась также зависимость отношения потоков  $L/M$  и  $(Li+Be+B+N)/(C+O)$  от энергии и был сделан вывод о том, что доля вторичных ядер падает с ростом энергии. Из двух возможностей объяснения этого эффекта – зависимости сечения взаимодействия или времени жизни ядер в Галактике в зависимости от энергии – предпочтение отдано последнему.

Конструкция сверхпроводящего магнитного спектрометра, использованного в работе [112], была усовершенствована, и модифицированный спектрометр совершил полет в 1972 г. (живое время 6.3 часа на глубине  $5.5 \text{ г}/\text{см}^2$ , геометрический фактор  $0.112 \text{ м}^2 \cdot \text{стер}$ ). Первое сообщение о результатах было сделано на международной конференции в 1973 г. [224], затем результаты обработки данных публиковались в статьях [225, 226]. В статье [226] представлены абсолютные дифференциальные спектры в диапазоне энергий от 2.6 до 147 ГэВ/нукл (полная, а не кинетическая энергия) и показаны отношения интенсивностей различных групп ядер. Наиболее значимыми результатами являются падение отношения  $(Li+Be+B+N)/(C+O)$  и рост отношения  $(Z \geq 25)/(C+O)$  с ростом энергии. В рамках модели leaky-box показано, что для жесткостей выше 10 ГВ отношения интенсивностей как вторичных компонент к первичным, так и различных первичных компонент между собой согласуются с уменьшением длины утечки с ростом жесткости как  $R^{-n}$  с  $n = 0.6 (+0.4, -0.3)$ . В этом случае для источника допускаются степенные спектры для всех ядер с одним и тем же спектральным индексом между 2.5 и 2.6. Если  $n \approx 0.5$  то  $\gamma_{\text{source}} = 2.53 \pm 0.03$ . Приводится оценка химического состава источника.

В работах [227, 228] (K. Atallah, W.K.H. Schmidt и др.) спектрометр был основан на использовании черенковских и сцинтилляционных детекторов для измерения заряда, трекера из искровых камер для определения траекторий (работал плохо и не использовался в анализе) и ионизационного калориметра (свинец, 12 радиационных длин). Спектрометр совершил 14-часовой полет на глубине  $6.7 \text{ г}/\text{см}^2$  в 1972 г. из Палестины, штат Техас. Прибор обладал весьма большим геометрическим фактором  $1.01 \text{ м}^2 \text{стер}$ , однако зарядовое разрешение было низким из-за того, что спектрометр был спроектирован для получения большого геометрического фактора в ущерб разрешению, отчасти из-за того, что в анализе не удалось использовать трекер. В эксперименте удалось разрешить зарядовые группы M ( $6 \leq Z \leq 9$ ), LH ( $10 \leq Z \leq 16$ ), MH ( $17 \leq Z \leq 23$ ),

VH  $Z > 23$ , для них были получены абсолютные дифференциальные спектры и измерены спектральные индексы:  $\gamma_M = 2.48^{+0.06}_{-0.07}$  в диапазоне  $18.6 < En < 1000$  ГэВ/нукл,  $\gamma_{LH} = 2.53 \pm 0.06$  в диапазоне  $9 < En < 500$  ГэВ/нукл,  $\gamma_{MH} = 2.40^{+0.18}_{-0.17}$  в диапазоне  $9 < En < 115$  ГэВ/нукл,  $\gamma_{VH} = 2.44 \pm 0.15$  в диапазоне  $9 < En < 115$  ГэВ/нукл. Видно, что статистически значимых различий в наклонах спектров различных групп ядер в этом эксперименте не обнаружено. Спектр группы М был промерен до очень высокой энергии  $\sim 1000$  ГэВ/нукл, и получено также приблизительное (из-за плохого зарядового разрешения) отношение потоков С/О. Это отношение так же не показало значимого отклонения от константы (близко к единице). Обсуждение результатов основано в основном на сопоставлении данных этого эксперимента с другими экспериментами при существенно более низких энергиях и включает различные возможности описания данных в рамках моделей leaky-box и nested leaky-box.

В работе [229] (E. Juliusson) представлены результаты трех полетов баллонного черенковского спектрометра, совершенных в 1971–72 гг. Использование сцинтилляционных детекторов в сочетании с черенковскими счетчиками позволило получить практически полное разрешение зарядов для ядер от лития до кислорода. В работе были измерены абсолютные дифференциальные спектры ядер от Li до Ni, но для ядер  $Z < 5$  и  $15 \leq Z \leq 25$  статистика очень низкая. На рис. 1.10, рис. 1.11, рис. 1.12 показаны спектры C, O, Ne, Mg, Si, Fe. На рис. 1.13 показано полученное отношение потоков бора и углерода. Хотя на рис. 1.13 не видно выраженного падения отношения B/C с энергией (статистика при наибольших энергиях мала), но в статье [229] приведены и отношения других потоков, некоторые из которых указывают на падение доли вторичных ядер с энергией. В частности, падение доли вторичных ядер уверенно показывает наиболее хорошо статистически обеспеченное отношение  $(Li+Be+B+N+F+Na+Al+14 < Z < 25)/(C+O+Ne+Mg+Si+Mn+Fe+Ni)$ , которое изменяется от 0.25 при 22 ГэВ/нукл до 0.15 при 120 ГэВ/нукл. Этот результат был опубликован уже в более ранней статье тех же авторов [67] с предварительными результатами только от первого полета, где он уже обсуждался в рамках leaky-box модели. В статье [230] результаты этой работы были интерпретированы в рамках модели leaky-box количественно, в результате чего сделан вывод о степенной зависимости длины утечки из Галактики с показателем  $-0.55 \pm 0.05$  для диапазона энергий от 20 до 120 ГэВ/нукл. Немного позже данные [229] были реинтерпретированы вместе с результатами [112] в работе [231], и для длины утечки получен показатель  $-0.49 \pm 0.05$ . В эксперименте [229] было обнаружено также существенное снижение отношения С/О с ростом энергии (от 1.1

до 0.7) и рост отношения  $(\text{Mn}+\text{Fe}+\text{Ni})/(\text{C}+\text{O})$  (0.5 до 1.2) при изменении энергии от 20 до 120 ГэВ/нукл. Указано, что это может быть связано с непостоянством химического состава источников в зависимости от энергии, хотя на этом невозможно настаивать. Однако в опубликованной в скором времени статье [232] утверждается, что данные по изменению отношений потоков первичных компонент работ [67, 112, 68] тоже могут быть интерпретированы в рамках leaky-box модели в предположении, что длина утечки из Галактики быстро уменьшается с энергией без дополнительных гипотез о различии спектров разных ядер в источниках.

Спектрометр в эксперименте [233, 234] (J. Caldwell и P. Meyer) является усовершенствованным прибором эксперимента [67, 229]. Инструмент был снабжен дополнительным газовым черенковским счетчиком высокого давления для более аккуратного измерения энергии в диапазоне от 5 до 20 ГэВ/нукл и включал усовершенствованную систему измерения заряда. Обновленный спектрометр совершил в 1974 г. два полета длительностью 12 и 42 часа, набрав экспозицию  $4.2 \text{ м}^2\text{стер час}$ . В работе для энергий от 2.5 до 90 ГэВ/нукл получены относительные интенсивности всех индивидуальных ядер от бора до кремния и зарядовых групп суб-железа и железа  $15 \leq Z \leq 24$  и  $25 \leq Z$ , а также абсолютный спектр кислорода, что позволяет восстановить абсолютные спектры всех ядер (см. рис. 1.10–1.13). Для всех ядер и зарядовых групп найдены спектральные индексы. Результаты уверенно указывают на более крутые спектры вторичных ядер по сравнению с первичными. По отношению  $\text{B}/(\text{C}+\text{O})$  получена оценка длины пробега утечки от энергии как  $\lambda \propto E^{-0.59 \pm 0.09}$ . Эта оценка согласуется с измеренной зависимостью  $\text{N}/\text{O}$ . Отношение интенсивностей потоков различных первичных ядер исследовано с точки зрения возможной энергетической зависимости состава источников. Все полученные отношения хорошо согласуются с leaky-box моделью в предположении независимости состава источников от энергии. Единственная особенность отмечается в отношении интенсивностей кислорода к группе железа в области от 4 до 8 ГэВ/нукл, где экспериментальное отношение лежит заметно выше предсказаний модели.

Космический эксперимент S67 [235, 236] на спутнике ESRO TDI был основан на комбинированном использовании черенковских и полупроводниковых детекторов. За три периода работы в 1972–1974 гг были получены данные по ядерному составу космических лучей от Li до Ni в диапазоне энергий от приблизительно 0.5 до 6 ГэВ/нукл. Для энергий 1.2, 2.1 и 6 ГэВ/нукл были определены отношения интенсивностей  $(\text{Be}+\text{B}+\text{N})/(\text{C}+\text{O})$  соответственно как  $0.336 \pm 0.04$ ,  $0.337 \pm 0.04$ ,  $0.279 \pm 0.04$ . Имеет место статистически достоверное падение доли вторичных ядер с ростом энергии.

Баллонный эксперимент [237, 238] (N. Lund и др.) был основан на комбинированном использовании черенковских и сцинтилляционных детекторов (геометрический фактор 770 см<sup>2</sup>стер). Аппарат совершил 60-часовой полет в 1974 г., набрав статистику более 250000 событий (в [237, 238] обработаны первые 100000). В [237] с хорошей статистической точностью были измерены относительные потоки ядер B, C, N, O в диапазоне от 0.5 до приблизительно 10 ГэВ/нукл (последняя точка спектров – интегральная). В статье [238] получены относительные потоки ядер в группе железа и субжелеза для двух энергетических интервалов  $0.7 < E < 2.1$  и  $E > 2.1$  ГэВ/нукл. Показано, что доля вторичных ядер падает с ростом энергии при  $E > 2$  ГэВ/нукл; в зависимости С/О обнаружен максимум вблизи 0.8 ГэВ/нукл, который авторы связывают с зависимостью состава источников от энергии. Полученные зависимости интенсивностей вторичных компонент согласуются с значением  $\lambda_{\text{esc}} \propto E^{-0.59 \pm 0.09}$ , полученным раньше в работе [229]. Отношение B/C работы [237] показано на рис. 1.13

Инструмент, использованный в работе [239] (J.A. Lezniak и W.R. Webber), представлял собой увеличенную и улучшенную версию многоэлементного черенковского спектрометра, использованного ранее в работе [240] для измерения потоков ядер в области энергий до 2 ГэВ/нукл в той же лаборатории. Кроме того, работа [239] была основана на новой технике деконволюции спектра сигналов черенковского детектора для получения дифференциального энергетического спектра, развитой в статьях [241, 242]. Спектрометр совершил три полета в 1974 г. и один в 1976 г. (в измененной конфигурации) на средней глубине от 2.1 до 3.8 г/см<sup>2</sup>. В зависимости от используемого триггера геометрический фактор составлял 824 или 1470 см<sup>2</sup>стер, была набрана полная экспозиция 23 м<sup>2</sup>стер·час. В статье [239] дан весьма тщательный анализ отношений интенсивностей потоков вторичных и первичных ядер в диапазоне энергий 1–40 ГэВ/нукл для групп (Be+B)/C, (Z=21–25)/Fe, N/O, (F+Na+Al)/(Ne+Mg+Si). Показано, что вся совокупность данных согласованно описывается зависимостью длины утечки от энергии на нуклон вида

$$\lambda_{\text{esc}} = (7.2 \pm 1.2)E_n^{-0.30 \pm 0.06} \text{ г см}^{-2}. \quad (1.9)$$

Показано, что отношения интенсивностей также и первичных компонент ((C+O)/Fe и др.) хорошо согласуются с такой зависимостью в предположении одинакового спектра жесткости в источниках для всех ядер. Обращается внимание на то, что найденная зависимость хорошо согласуется с предположением о колмогоровском спектре неоднородностей межзвездного магнитного поля. Спектры углерода и кислорода работы [239] приведены на рис. 1.10, отношение B/C приведено на рис. 1.13. Дифференциальные спектры Ne, Mg, Si и Fe в статье [239] приведены только до энергии 4 ГэВ/нукл.

Эксперимент [239] с модифицированным спектрометром был продолжен в новой серии из трех полетов в 1976, 1977 и 1978 гг. [243] (J.H. Chappell и W.P. Webber). Авторы [243] отмечают следующие улучшения по сравнению с предыдущими измерениями: 1) измерения имеют более высокую статистическую точность и более высокое разрешение по заряду во всей области энергий (примерно до 100 ГэВ/нукл); 2) во всех трех полетах достигнуто согласие результатов, что минимизирует систематические ошибки. В статье [243] представлены абсолютные спектры B, C, N, O, Ne, Mg, Fe и группы субжелеза  $21 \leq Z \leq 24$ , а также отношения некоторых вторичных компонент к первичным. Отмечено, что все отношения вторичных компонент к первичным находятся в хорошем соответствии друг с другом в рамках простой модели leaky-box с универсальной зависимостью длины утечки от энергии. По совокупности данных для отношений B/C и  $(21 \leq Z \leq 24)/\text{Fe}$  найдена следующая аппроксимация длины утечки из Галактики для диапазона энергий 1–100 ГэВ/нукл:

$$\lambda_{\text{esc}} = (7.21 \pm 0.86) E_n^{-0.32 \pm 0.10} \text{ г см}^{-2}. \quad (1.10)$$

Отмечается, что имеется тенденция к уположению зависимости длины утечки от энергии частиц с ростом энергии. Данные [243] вместе с результатами одной из ранних статей эксперимента HEAO-3-C2 [244] (подробнее о HEAO см. ниже) были позже проанализированы заново в статье [245] с использованием более современных значений сечений рассеяния. Было показано, что в формулу для длины утечки для правильного описания данных при низких энергиях должна быть введена скорость частицы  $\beta = v/c$  и для длины утечки была получена следующая аппроксимация

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{esc}} &= 23.9 \beta R^{-0.60} \text{ г см}^{-2} \text{ для } R > 4.5 \text{ GV} \\ \lambda_{\text{esc}} &= 9.7 \beta \text{ г см}^{-2} \text{ для } R < 4.5 \text{ GV}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

В работе [246] (M. Simon и др.) спектрометр основан на комбинированном использовании ионизационного калориметра и газового черенковского счетчика для измерения энергии частиц: два независимых способа определения энергии позволяют получить существенно более надежный результат. Конструкция спектрометра была оптимизирована для получения максимального геометрического фактора для достижения более высоких энергий в ущерб зарядовому и энергетическому разрешению. Полет спектрометра был проведен в 1976 г. из Палестины, штат Техас на средней глубине 7 г/см<sup>2</sup>. Была набрана полная экспозиция 15.5 м<sup>2</sup>стэр час. Достигнутое с помощью комбинированного использования сцинтилляционных и черенковских детекторов зарядовое разрешение составило 0.4e вблизи кислорода и 1.6e вблизи железа. Сцинтилляционные детекторы, расположенные

ные вблизи верхней поверхности калориметра, не удалось использовать для определения заряда из-за потока обратных частиц из калориметра. Абсолютные спектры были определены для следующих отдельных ядер и групп (в скобках указан диапазон энергий в ГэВ/нукл): B (2.5–100), C (2.5–630), N (2.5–250), O (2.5–1000), Ne (2.5–160), Mg (2.5–400), Si (2.5–250),  $10 \leq Z \leq 16$  (2.5–1000),  $17 \leq Z \leq 20$  (2.5–160),  $21 \leq Z \leq 25$  (2.5–160),  $26 \leq Z \leq 30$  (2.5–250). Полученная зависимость B/(C+O) ясно показывает уменьшение относительного содержания бора с ростом энергии и в приближении leaky-box длина утечки фитирована зависимостью

$$\lambda_{\text{esc}} = 9 E_n^{-0.4 \pm 0.1} \text{ г см}^{-2}. \quad (1.12)$$

Полученная зависимость хорошо согласуется с поведением отношения субжелеза к железу по совокупности экспериментальных данных до 1978 г, но результаты самой работы [246] лежат немного ниже зависимости, следующей из  $\lambda_{\text{esc}}$ , фитированной по данным B/(C+O). Отношение интенсивностей первичных компонент также разумно согласуется с этой моделью, хотя небольшие систематические отклонения отмечаются и для Fe/(C+O) и для O/C.

### 1.5.2 Космическая обсерватория НЕАО-3

Космическая обсерватория НЕАО-3 [247] работала на низкой околоземной орбите с 20 сентября 1979 г. по 29 мая 1981 г. На борту обсерватория имела три научных прибора: С1 – гамма-рентгеновский спектрометр, С2 – спектрометр для изучения элементного и изотопного состава ядер  $4 \leq Z \leq 26$  до энергий около 35 ГэВ/нукл, и С3 – спектрометр для измерения спектров и зарядового состава космических лучей в области сверхтяжелых ядер  $17 \leq Z \leq 120$  до энергий в несколько сот ГэВ/нукл. Таким образом, в двух экспериментах из трех измерялись спектры тяжелых ядер космических лучей в области высоких энергий.

Французско-датский эксперимент НЕАО-3-С2 до настоящего времени остается одним из основных источников данных, лежащих в основе современных моделей распространения и генерации космических лучей. Причиной этого является высокая статистическая точность и методическая надежность полученных результатов, хотя предельные достигнутые энергии в этом эксперименте относительно невелики. Конструкция прибора подробно описана в статье [248]. Основной целью эксперимента было измерение изотопного состава ядер космических лучей в диапазоне энергий от 0.5 до 7 ГэВ/нукл. Дополнительно, однако, инструмент позволил с высокой точностью измерить абсолют-

ные спектры ядер от Be до Fe в диапазоне энергий от 0.8 до 35 ГэВ/нукл (для ядер Be–Ne от 0.62 ГэВ/нукл). Спектрометр состоял из 5 черенковских счетчиков с различными коэффициентами преломления и четырех гадоскопов, состоящих из неоновых газоразрядных трубок (2 перпендикулярных слоя по 128 трубок в каждом слое на один гадоскоп), которые были размещены между черенковскими счетчиками. Инструмент является двунаправленным, направление прихода частицы определялось времязадержкой системой. Черенковские счетчики использовались для определения энергии и заряда частиц, гадоскопы – для восстановления траектории. Определение масс частиц основано на статистическом анализе траекторий частиц в геомагнитном поле [249]. Геометрический фактор составил  $0.07 \text{ м}^2\text{стер}$  для каждого направления (сверху или снизу) прихода частиц, спектрометр активно работал с 17 октября 1979 г. по 12 июня 1980 г. и собрал около 7 миллионов «хороших» событий с зарядами между 4 и 28 [6]. Прибор обеспечил очень высокое зарядовое разрешение: 0.12 зарядовых единицы вблизи кислорода, 0.2 единицы вблизи железа, так что учет перекрытия зарядовых линий не требовался, кроме линий Mn и Co. Предполагается, что систематические ошибки при измерении импульса частиц не превышают 2% при энергетическом разрешении не хуже нескольких процентов. Систематические ошибки относительных интенсивностей различных ядер меняются от нескольких процентов для далеких друг от друга по заряду ядер (например, 5.2% для O/Fe) до весьма малых величин для близких ядер (0.4% для B/C).

Первые предварительные результаты, относящиеся к спектрам ядер, были опубликованы уже в 1981 г. [250]. Затем в течение 1980-х несколько раз публиковались результаты промежуточного анализа [244, 251, 252] и в 1990 г. была опубликована заключительная статья [6] с анализом относительных и абсолютных элементных спектров. В ранних статьях [250, 244] определялись только относительные спектры, в статьях [251, 252] и [6] были использованы разные методики для определения абсолютных спектров. В эксперименте HEAO-3-C2 для определения абсолютных спектров можно было использовать только такие положения спутника, когда ось спектрометра была направлена в сторону, противоположную от Земли. Поэтому абсолютные спектры имеют более низкую статистическую обеспеченность, чем относительные, для которых ориентация спектрометра не важна. В работах [251, 252] представлены прямые измерения абсолютных интенсивностей нескольких наиболее интенсивных ядер, в которых использовалось положение спутника с ориентацией оси в сторону от Земли. Спектры менее интенсивных ядер, измеренные этим способом, были бы плохо статистически обеспечены и потому не приведены. В заключительной статье [6] была использована иная методика. Там приводятся хорошо

статистически обеспеченные относительные спектры, измеренные по отношению к кислороду, и отдельно измеренный абсолютный спектр кислорода, который имеет наилучшую статистику среди всех других элементных абсолютных спектров. Тогда хорошо статистически обеспеченные спектры даже очень слабых компонент могут быть получены путем умножения абсолютного спектра кислорода на соответствующий относительный спектр. Абсолютные спектры C, O, Ne, Mg, Si, Fe а также отношение B/O эксперимента HEAO-3-C2 по данным [6] показаны на рис. 1.10–1.13.

В приближении leaky-box, с использованием сечений рассеяния ядер на водороде и гелии межзвездной среды из работ [253, 245], и в предположении средней плотности межзвездной среды 0.3 атома водорода на кубический сантиметр плюс 10% гелия по числу атомов, по отношению B/C в [6] была получена следующая оценка длины утечки ядер из галактики в зависимости от магнитной жесткости:

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{esc}} &= 34.1\beta R^{-0.60} \text{ г см}^{-2} \text{ для } R > 4.4 \text{ ГВ} \\ \lambda_{\text{esc}} &= 14.0\beta \text{ г см}^{-2} \text{ для } R < 4.4 \text{ ГВ.}\end{aligned}\quad (1.13)$$

Показано, что эта оценка в целом хорошо согласуется с отношениями потоков и всех других ядер. Исключение составляет небольшое превышение отношения (Sc–Cr)/Fe над ожидаемой величиной при энергиях ниже приблизительно 3 ГэВ/нукл. Наилучшая аппроксимация полученного спектра кислорода дала для спектрального индекса источника величину  $\gamma = 2.23 \pm 0.05$  для энергии до 16 ГэВ/нукл. Данные HEAO-3-C2 до энергий 35 ГэВ/нукл приводят к спектральному индексу источника  $\gamma = 2.40 \pm 0.03$  и для кислорода, и для железа. На основании этого авторы делают вывод, что данных HEAO-3-C2 недостаточно для определенного заключения о спектральном индексе источника, и необходимы столь же точные данные для более высоких энергий. В статье [6] приводится также оценка состава космических лучей в источнике для энергий более 5 ГэВ/нукл, которая демонстрирует известную зависимость состава от первого ионизационного потенциала по сравнению с локальной распространностью химических элементов (см. напр. [254, Fig.4]).

Эксперимент HEAO-3-C3 [255, 256] предназначен для изучения распространностей и спектров тяжелых и сверхтяжелых ядер в космических лучах ( $17 \leq Z \leq 120$ ). Другое название эксперимента – HNE (Heavy Nuclei Experiment). Спектрометр HNE основан на использовании комбинации черенковских счетчиков, газовых пропорциональных детекторов и гаммакуполов, составленных из многопроволочных ионизационных камер. Черенковские счетчики использовались для определения заряда, энергия определялась по

релятивистскому росту ионизации в пропорциональных камерах, проволочные гадоскопы использовались для определения траектории частиц. Спектрометр является симметричным и двунаправленным, но не разделяет направление прилета частиц. Направление прилета частицы точно известно только если одна из сторон прибора затенена Землей. Спектрометр обладает очень большим геометрическим фактором. Точное значение геометрического фактора зависело от решаемой задачи и используемого триггера, но составляло величину масштаба  $5 \text{ м}^2$ стер. В эксперименте было идентифицировано  $7.7 \times 10^6$  ядер железа с энергией выше порога черенковского счетчика, который составлял 1.5 ГэВ/нукл.

Прибор HNE использовался для решения в основном двух различных задач. Во-первых, это определение распространенности тяжелых и сверхтяжелых элементов  $Z \geq 30$  в космических лучах с энергиями выше порога установки (0.45 ГэВ/нукл для пропорциональных счетчиков или 1.5 ГэВ/нукл для черенковских детекторов) или выше геомагнитного порога (8 ГВ). Определение энергетических спектров ядер здесь не было приоритетной задачей. Первые предварительные результаты этого типа были представлены уже в 1981 г. еще до окончания работы спектрометра [257, 258], затем было опубликовано еще около десятка статей на эту тему, и заключительная статья вышла в 1989 г. [259]. Спектрометр ATIC не получал результаты этого типа, поэтому эти результаты HNE здесь не рассматриваются. Только в одной из работ этого цикла [260] относительные распространенности некоторых ядер и групп ядер из диапазона зарядов 22–58 были представлены в четырех интервалах жесткости 2.9–3.5 ГВ, 3.5–4.0 ГВ, 8–10 ГВ,  $> 10$  ГВ. Для тех ядер, для которых было возможно сопоставление результатов с экспериментом HEAO-3-C2 [250] (это только относительно легкие ядра Ni, Cr, Ti), результаты HNE и HEAO-3-C2 хорошо согласуются друг с другом.

Второй задачей было детальное измерение отношений спектров ядер  $Z = 18$ –28 к спектру ядра железа. Эти данные представлены в статьях [261, 262, 7, 263]. В спектрометре HNE с помощью черенковских счетчиков, которые работают почти в режиме насыщения по энергии, определяется заряд частицы, а энергия ее определяется с помощью пропорциональных счетчиков по явлению релятивистского логарифмического роста ионизационных потерь с ростом энергии частицы. Эта методика определения энергии, хотя допускает измерение энергии в широком диапазоне (от нескольких ГэВ/нукл до нескольких сотен ГэВ/нукл) но не имеет независимой калибровки. Метод калибруется по полетным данным путем сравнения получаемого спектра энерговыделений в пропорциональных счетчиках для ядер железа со спектрами железа из более ранних независимых экспериментов. Поэтому измеряемый спектр железа не является независимым, но (как

это показано в цитированных статьях) практически независимыми оказываются измеряемые отношения спектров различных ядер к спектру железа. В статьях [261, 262, 7] приводятся спектры по отношению к железу для ядер Ar, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Ni, в статье [263] спектры тех же ядер кроме спектра Ni. Ядро Ni является практически чисто первичным ядром, и, как и ожидалось, отношение Ni/Fe остается почти постоянным (в изученном диапазоне от 10 до 500 ГэВ/нукл) [261, 262, 7]. Ожидается, что ядра K, Sc, Ti, V, Cr являются практически чисто вторичными. Для них модель leaky-box, в предположении степенной зависимости длины утечки от жесткости, предсказывает падающие отношения спектров к спектру железа. Спектры этих ядер были измерены в эксперименте HNE в диапазоне энергий от приблизительно 10 ГэВ/нукл до 100–180 ГэВ/нукл (верхняя граница зависит от ядра), и дали ожидаемое падение интенсивностей. Ядра Ar и Ca являются частично первичными, частично вторичными, и для них следовало ожидать падающего отношения спектра к спектру железа с постепенным выходом на плато. Однако результаты оказались совсем не такими. Вместо ожидаемого выхода на плато выше энергий 200 ГэВ/нукл наблюдается резкий рост отношений Ar/Fe и Ca/Fe, который промерен до энергий приблизительно 600 ГэВ/нукл. Этот результат приведен в хронологически первых трех статьях [261, 262, 7] на эту тему. В последней статье [263] результаты предыдущих трех работ были уточнены с использованием более современных сечений фрагментации ядер. Отмечено, что результаты почти не изменились, но в последней статье спектры Ar и Ca приводятся только до энергий 119 и 112 ГэВ/нукл соответственно, поэтому роста отношений после 200 ГэВ/нукл не видно. В статье [7] имеется обсуждение этого странного эффекта, но авторы не смогли с уверенностью сказать, является ли он методическим, или реальным. Осталось также непонятным, присутствует ли он в спектрах чисто вторичных ядер, так как эти спектры не были измерены далее 200 ГэВ/нукл. Отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe и Ti/Fe, измеренные в эксперименте HEAO-3-C3 (HNE) по данным работ 1988 г. [7] и 1989 г. [263] приведены на рис. 1.14.

С экспериментом HEAO-3-C3 (HNE) генетически связан баллонный эксперимент [264] (S.D. Barthelmy, M.H. Israel и J. Klarmann). Здесь был использован спектрометр с конструкцией, в основном повторяющей спектрометр HNE спутника HEAO-3, но в нижней своей части содержащий дополнительный газовый черенковский детектор с порогом 34.8 ГэВ/нукл. Он был использован для калибровки измерения энергии с помощью релятивистского роста ионизации в газовых пропорциональных счетчиках, что позволило получить независимую абсолютную калибровку методики измерения энергии, в отличие

от эксперимента HNE, где для этого были использованы независимые измерения спектра железа в предыдущих экспериментах. Эксперимент [264] показал, что методика измерения энергии частиц эксперимента HNE работает правильно. Решение этой методической задачи было основной целью эксперимента [264], но он позволил также получить новые независимые данные для отношений Ti/Fe, Cr/Fe, Ca/Fe и Ni/Fe. По результатам полета спектрометра в 1982 г., в котором был набрана экспозиция  $62 \text{ м}^2\text{стэр}\cdot\text{час}$ , эти относительные потоки были измерены в четырех энергетических интервалах от 1.45 до 45 ГэВ/нукл и получена интегральная точка для энергий выше 45 ГэВ/нукл. Отношения Ti/Fe, Ca/Fe эксперимента [264] показаны на рис. 1.14 красными символами. При сопоставлении результатов [264] и HNE на рис. 1.14 надо иметь в виду, что в результатах баллонного эксперимента [264] не была внесена поправка на фрагментацию ядер в атмосфере. На рис. 1.14 нанесены также интегральные точки спектров Ti/Fe, Ca/Fe при удвоенной энергии порога 45 ГэВ/нукл, которой они на самом деле соответствуют (т.е. при 90 ГэВ/нукл). Это приблизительно отвечает спектральному индексу 3.0, при меньшем значении индекса точки окажутся при более высокой энергии.

### 1.5.3 Спектрометры CRN, Сокол, RICH

Эксперимент CRN (Cosmic Ray Nuclear detector, известен также как «Чикагское яйцо») основан на спектрометре космического базирования, нацеленном на измерение спектров ядер космических лучей тяжелее гелия в диапазоне энергий от нескольких десятков ГэВ до нескольких ТэВ на нуклон. Эксперимент CRN важен не только тем, что он дал уникальные для своего времени данные о спектрах ядер при очень высоких энергиях, но и тем, что он является предшественником современного спектрометра TRACER, который дает прямые высокоточные данные о спектрах ядер при самых высоких, достигнутых к настоящему времени, энергиях (TRACER будет подробно рассмотрен в главе 10, раздел 10.1.2). Конструктивно спектрометр CRN мог совершить как полет на искусственном спутнике земли в автономном режиме, так и на борту космического челнока спейс-шаттл. Фактически был реализован последний вариант, и спектрометр CRN проработал на борту челнока Челленджер в миссии Спейслэб-2 в июле-августе 1985 г. Активное время сбора данных составило 78 часов, из которых 40% пришлось на мертвое время и нестабильную работу электроники [265]. Спектрометр CRN представляет собой очень крупный прибор ( $2.7 \text{ м} \times 2.7 \text{ м} \times 3.7 \text{ м}$ ), основанный на комбинации газовых черенковских счетчиков, пластических сцинтилляторов и детектора переходного излучения (transition radiation detector, TRD), включающего в себя многопроволочные газовые пропорциональные ка-

меры. Конструкция спектрометра подробно описана в статье [266], процедуры анализа данных наиболее детально представлены в статье [265]. Основным детектором зарядов в спектрометре были сцинтилляторы. Энергия частиц измерялась тремя различными способами, в зависимости от диапазона: от 40 до 150 ГэВ/нукл – черенковскими счетчиками (по амплитуде сигнала), от 150 до 500 ГэВ/нукл – газовыми пропорциональными камерами по релятивистскому логарифмическому росту ионизационных потерь, при энергиях выше 500 ГэВ/нукл – детектором переходного излучения. TRD должен был выходить в насыщение при энергиях 5–10 ТэВ/нукл, но такие высокие энергии фактически не были достигнуты из-за ограничения во времени экспозиции. Помимо измерения энергии, пропорциональные камеры детектора TRD давали позиционную информацию для определения траектории частицы. Все измерения проводились с высокой степенью избыточности: требовались одинаковые сигналы в двух независимых черенковских счетчиках прибора, в шести независимых секциях TRD, наличие сигнала в TRD требует обязательного насыщения обоих черенковских счетчиков и т.д. Это позволило обеспечить высокую методическую надежность результатов. Зарядовое разрешение составило от 0.2 единиц заряда для кислорода до 0.35 для железа и энергетическое разрешение менялось в диапазоне от 35% для кислорода при энергии 100 ГэВ/нукл до 8% для железа с энергией около 1 ТэВ/нукл. Эффективный геометрический фактор прибора зависит от заряда ядра, так как для разных зарядов используются разные триггеры. Для легких ядер  $Z \leq 6$  геометрический фактор составлял  $0.29 \text{ м}^2\text{стер}$ , для  $Z > 6 - 0.93 \text{ м}^2\text{стер}$  [265].

Первые предварительные результаты эксперимента CRN были доложены в 1987 г. на 20-й Международной конференции по космическим лучам в Москве [267] и опубликованы в 1988 г. [268]. Окончательные результаты опубликованы в двух статьях [265] и [5], в статье [269] дано альтернативное представление результатов статьи [5] (спектры в терминах энергия/частицу вместо энергия/нукл) и некоторое дополнительное обсуждение результатов.

Основными результатами статьи [265] являются отношения потоков вторичных ядер к первичным B/C и N/O а также отношение C/O. Хотя абсолютные спектры ядер B,C,N,O также приводятся, но в этой работе не было абсолютной калибровки интенсивности спектров, и абсолютные интенсивности были получены путем нормировки относительных интенсивностей на абсолютную интенсивность спектра кислорода, полученную по данным предыдущих экспериментов ( $2.02 \times 10^{-4} [\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ/нукл}]^{-1}$  при энергии 73 ГэВ/нукл). Две точки в отношениях интенсивностей потоков, соответствующие энергиям ниже 10 ГэВ/нукл, были получены не прямым способом, по аппаратным откликам

спектрометра, но на основе величины геомагнитного обрезания спектров для разных зенитных углов частиц, как описано в [265]. Все три отношения B/C, N/O, C/O и спектры хорошо фитируются в рамках модели leaky-box с длиной утечки

$$\lambda_{\text{esc}} = 6.9 \left( \frac{R}{20 \text{ ГэВ}} \right)^{-0.6} \text{ г/см}^2 \quad (R > 20 \text{ ГэВ}). \quad (1.14)$$

Результаты для B/C эксперимента CRN показаны на рис. 1.13, включая точки, полученные геомагнитным способом.

Основными результатами работы [5] являются абсолютные спектры первичных ядер C, O, Ne, Mg, Si, Fe. В отличие от предыдущей статьи [265], была проведена абсолютная калибровка интенсивностей, которая для кислорода дала  $1.88 \pm 0.18 \times 10^{-4} [\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ/нукл}]^{-1}$  при энергии 73 ГэВ/нукл, что в пределах ошибки совпало со значением, использованным в [265] (см. выше). Спектры измерены в диапазоне энергий от 70 до 1500 ГэВ/нукл и в этом диапазоне согласуются со степенным поведением. В рамках модели leaky-box с длиной утечки (1.14) данные согласуются с предположением об одинаковых степенных спектрах в источнике для всех элементов со спектральным индексом  $-2.1$ . Некоторым исключением являются спектры Mg и Si, которые несколько круче, но статистика не позволяет сделать определенных заключений о наличии противоречия. Спектры ядер C, O, Ne, Mg, Si, Fe до данным CRN [5] приведены на рис. 1.10–1.12. В статье [269] отмечается, что экстраполяция результатов CRN до области колена в предположении справедливости модели leaky-box (1.14) и степенных спектров не согласуется с результатами экспериментов ШАЛ для спектра всех частиц, поэтому можно ожидать либо нарушения модели, либо появления дополнительных компонент спектра в области колена.

Спектры трех групп тяжелых ядер M (150 ГэВ/нукл–20 ТэВ/нукл), H (100 ГэВ/нукл–4 ТэВ/нукл) и VH (40 ГэВ/нукл–4 ТэВ/нукл) были измерены в калориметрическом эксперименте Сокол [169, 170] (в котором были измерены также спектры протонов и гелия, см. раздел 1.4.2, стр. 42). Спектры отдельных ядер и отношений вторичных ядер к первичным не измерялись. Для групп ядер были получены спектральные индексы  $\gamma_M = 2.85 \pm 0.07$ ,  $\gamma_H = 2.49 \pm 0.07$ ,  $\gamma_{VH} = 2.62 \pm 0.08$ .

В эксперименте [126], основанном на использовании кольцевого черенковского детектора RICH, который уже упоминался в разделе 1.4.1 (стр. 29) в связи со спектром гелия, были измерены также спектры углерода и кислорода до 140 ГэВ/нукл и отношения потоков Li/C, Be/C и B/C при нескольких энергиях. Хотя полученная статистическая точность невелика, и перекрытые энергетические диапазоны тоже не очень значительны,

результаты [126] важны тем, что получены с помощью оригинальной методики. Полученные данные не противоречат результатам НЕАО-3 и CRN и, как отмечают авторы [126], согласуются с моделью распространения (1.14).

#### 1.5.4 Тяжелые ядра в экспериментах с эмульсионными камерами

Эксперименты с эмульсионными камерами MUBEE, Sanriku, JACEE и RUNJOB, которые были рассмотрены в разделе 1.4.3 в связи со спектрами протонов и гелия, дали также информацию о потоках ядер тяжелее гелия. Кроме этих трех были выполнены еще и другие эмульсионные эксперименты, специально предназначенные для измерения спектров тяжелых ядер. Хотя данные эмульсионных экспериментов этого типа характеризуются не очень высокой статистической точностью, но они несут информацию о поведении тяжелых ядер при существенно более высоких энергиях, чем в других рассмотренных здесь прямых экспериментах.

В эксперименте MUBEE были определены абсолютные потоки групп ядер  $M$  ( $6 \leq Z \leq 9$ ),  $H$  ( $10 \leq Z \leq 19$ ),  $VH$  ( $Z \geq 20$ ) до энергий порядка 10 ТэВ/нукл [181, 182, 183, 184]. В статье [181] приведены абсолютные спектры всех трех групп  $M$ ,  $H$ ,  $VH$ . Спектр группы  $M$  приведен в диапазоне энергий от 2 до 20 ТэВ/нукл, спектр группы  $H$  от 1 до 10 ТэВ/нукл, для группы  $VH$  имеется единственная точка при энергии около 5 ТэВ/нукл. Отмечается, что полученные результаты вместе с данными более ранних работ при более низких энергиях согласуются со степенным поведением всех групп ядер со спектральным индексом 2.6–2.7 в диапазоне энергий от примерно 1 ГэВ/нукл до 20 ТэВ/нукл. В статьях [183, 184] приводятся подробные табличные данные с экспозициями и полученной статистикой для нескольких энергетических интервалов в диапазоне от 10 до 320 ТэВ/частицу для каждой из компонент  $M$ ,  $H$ ,  $VH$  (а также для протонов и гелия).

Спектры тяжелых ядер изучались в серии баллонных экспериментов со стартом из центра баллонных полетов в Санрику, Япония (1987, 1988, 1989, 1991 гг.). В первых двух полетах этой серии [185, 186], которые уже упоминались в обзоре в связи со спектрами протонов и гелия (стр. 47), было получено также несколько дифференциальных точек для абсолютной интенсивности потоков групп ядер CNO, Ne-Mg-Si и Fe и короткий участок интегрального спектра CNO вблизи энергии 1 ТэВ/нукл. В то время как в первых двух полетах [185, 186] (1987 и 1988 гг.) была использована классическая схема эмульсионного эксперимента, основанная на использовании калориметра, в полетах 1989 и 1991 гг. (см. [270] и [271] соответственно) была использована новая схема без калориметра. Вместо этого была использована техника определения энергии первичной частицы, основанная

на определении угла разлета фрагментов первого ядерного взаимодействия [272] (в оригинале – opening-angle method). Эта методика была откалибрована по экспериментам на ионных пучках, и она дает разрешение по энергии масштаба 0.2–0.3 для логарифма отношения  $\lg(E_{\text{est}}/E_{\text{true}})$ . Геометрический фактор прибора составлял около  $4.8 \text{ м}^2\text{стер}$ . В полете 1989 г. зафиксировано около  $10^5$  треков тяжелых ядер, из них около 28500 дали ядерное взаимодействие в «джет-детекторе» (jet detector, располагается в нижней части прибора и содержит вместе с рентгеновскими пленками листы нержавеющей стали; в верхней части прибора располагается детектор траекторий и зарядов), что было необходимо для определения углов разлета осколков и определения энергии. В принципе, детектор регистрирует ядра с зарядами  $Z \geq 8$ , но при определении зарядов ядер легче кремния имеются проблемы с эффективностью (малая эффективность при малых зенитных углах и сильная зависимость от угла), поэтому в работах [270, 271] результаты представлены для ядер от кремния до железа. Зарядовое разрешение изменяется от 0.44 зарядовых единицы для кремния до 0.82 для железа. В отличие от первых двух полетов [185, 186], в работах [270, 271], соответствующих полетам 1989 и 1991 гг., одним методом и в очень широком диапазоне энергий (от нескольких ГэВ до приблизительно одного ТэВ на нуклон), были измерены детальные спектры ядер и ядерных групп, однако только для тяжелых ядер. Были измерены также отношения потоков отдельных ядер и групп ядер из области субжелеза к потоку железа, причем также до энергий порядка 1 ТэВ/нукл. В [270] отмечается, что полученные зависимости во всем диапазоне исследованных энергий не противоречат простой leaky-box модели со степенной зависимостью длины утечки от жесткости с показателем от 0.5 до 0.6 и со степенными спектрами в источниках с показателем 2.2. Полет 1991 г. [271] отличался от полета 1989 г. [185] тем, что в полете 1991 г. контролировалась азимутальная ориентация прибора, и это дало возможность использовать дополнительный метод определения энергии частиц, основанный на геомагнитном эффекте восточно-западной асимметрии. Это позволило определить спектры частиц в довольно узком диапазоне энергий (от 2 до 15 ГэВ/нукл), зато с очень высокой статистикой и, одновременно, с помощью этого независимого метода проверить корректность работы метода, основанного на определении угла разлета первичных фрагментов в первом ядерном взаимодействии, а также и исправить некоторые дефекты этого метода, которые возникают при низких энергиях.

В статье [273] (R.A. Mewaldt и W.R. Webber) была проведена аккуратная компиляция данных экспериментов НЕАО-3-С2 и НЕАО-3-С3, а также некоторых экспериментов для более низких энергий для получения отношения потоков субжелеза к железу

$(Sc+Ti+V)/Fe$ . Результаты сопоставлены с простой leaky-box моделью распространения

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{esc}} &= 24.9\beta R^{-0.60} \text{ г см}^{-2} \text{ для } R > 4 \text{ ГВ} \\ \lambda_{\text{esc}} &= 10.8\beta \text{ г см}^{-2} \text{ для } R < 4 \text{ ГВ.}\end{aligned}\quad (1.15)$$

в предположении степенных спектров в источнике с показателем 2.3 для всех первичных ядер. Результаты этой компиляции и аппроксимации приведены на рис. 1.15. Для сопоставления с этими данными результаты эксперимента Sanriku [270, 271] были переобработаны для получения отношения  $(Sc+Ti+V)/Fe$  и результаты переобработки представлены в статье [274]. Эти данные также показаны на рис. 1.15. Видно, что результаты всех экспериментов до энергий 200 ГэВ/нукл хорошо описываются простой leaky-box моделью, но две или даже четыре последние точки Sanriku [274] при энергиях выше 100 ГэВ/нукл лежат выше предсказаний модели leaky-box и могут указывать на возрастание длины утечки по сравнению с простым степенным законом  $R^{-0.6}$ . Однако статистическая надежность такого заключения невелика.

В эксперименте JACEE [189, 190, 192, 193] были измерены абсолютные спектры групп ядер CNO, Ne–Se,  $Z \geq 25$  (группа железа, рис. 1.12). Спектры всех трех групп оказываются более жесткими, чем спектры протонов и гелия, а найденное значение среднего логарифма атомного веса растет при увеличении энергии от 1.49 при 40 ТэВ/частицу до 2.67 при 1000 ТэВ на частицу. Кроме того в работе [193] дана оценка отношения потоков  $Li+Be+B/C+N+O$  ( $L/M$ ) при энергии 7 ТэВ/нукл (рис. 1.16). Полученное отношение  $L/M$  не согласуется с простой моделью leaky-box приблизительно на два с половиной стандартных отклонения, но лежит ближе к одному из вариантов модели nested leaky-box.

В эксперименте RUNJOB помимо спектров протонов и гелия (раздел 1.4.3, стр. 49) были также измерены спектры ядерных групп CNO, Ne+Mg+Si и Fe (рис. 1.12), а также получены отношения потоков  $(Li+Be+B)/(C+N+O)$  и  $(Sc+Ti+V)/Fe$  [201, 203]. Отношение потоков  $(Li+Be+B)/(C+N+O)$  было оценено для двух энергий, соответствующие точки показаны на рис. 1.16. Результат хорошо согласуется с данными JACEE и, соответственно, противоречит простой модели leaky-box со степенной зависимостью длины утечки из Галактики от энергии.

### 1.5.5 Резюме

Эксперименты, выполненные до 2000 г. привели к довольно согласованной картине в отношении спектров обильных четных первичных ядер (C, O, Ne, Mg, Si, Fe) в области

энергий до 100 ГэВ/нукл. В этой области спектры разумно описываются в рамках модели leaky-box в предположении общего степенного спектра жесткости в источнике для всех ядер, со спектральным индексом источника около 2.2 и с длиной диффузационной утечки ядер из Галактики пропорциональной  $R^{-0.6}$ . Некоторые аномалии в отношении интенсивностей различных компонент первичных ядер ранних работ (как, например, C+N/Fe в работах [219, 220, 221, 222]) были устраниены в последующих более точных измерениях и поведение отношений потоков первичных ядер до энергий около 100 ГэВ/нукл неплохо согласуется с простой моделью leaky-box. Выше энергий 100 ГэВ/нукл даже для обильных четных ядер данных сильно не хватает. Помимо того, что измерений в этой области мало и статистическая надежность имеющихся данных невелика, имеются также противоречия в данных разных экспериментов, среди которых наиболее заметное – в спектре кремния, между данными Sanriku и CRN. В области энергий более 100 ГэВ/нукл необходимы новые более точные измерения.

Надежно установлено, что вторичные ядра имеют более крутые спектры, чем первичные, следовательно время удержания ядер в Галактике уменьшается с ростом энергии частиц. Однако относительно количественных характеристик этой зависимости сохраняются сильные противоречия. Надежные и хорошо статистически обеспеченные данные относятся только к области энергий приблизительно до 35 ГэВ/нукл, перекрытой экспериментом HEAO-3-C2, где получена зависимость  $R^{-0.6}$ . Для более широкой области 1–100 ГэВ/нукл работа [243] дает зависимость, близкую к  $R^{-0.3 \pm 0.1}$ . Из рис. 1.13 видно, что статистическая и методическая надежность данных при энергиях выше 35 ГэВ/нукл очень невысока, и неясно, связан ли полученный индекс 0.3 в области 1–100 ГэВ/нукл с реальным расположением зависимости, или это статистическая либо методическая ошибка. Статистически обеспеченных данных при энергиях выше 100 ГэВ/нукл еще меньше, и они практически исчерпываются результатами по отношению субжелеза к железу экспериментов HEAO-3-C3 (HNE) (рис. 1.14) и Sanriku (рис. 1.15). При этом эксперимент HNE привел к весьма странному результату в отношении Ar/Fe и Ca/Fe (отношения начинают расти после 100 ГэВ/нукл вместо ожидаемого падения), что заставляет предполагать возможную методическую ошибку. Эти результаты требуют проверки. Эксперимент Sanriku также указывает на аналогичный излом в зависимости отношения субжелеза к железу (рис. 1.15), но здесь эффект статистически недостоверен. При энергиях порядка 1 ТэВ/нукл для отношений интенсивности потоков вторичных ядер к первичным есть данные только эмульсионных экспериментов (см. рис. 1.15 и рис. 1.16), которые очень плохо статистически обеспечены. Эти данные указывают на возможное расположение от-

ношений потоков вторичных и первичных ядер, но недостаток статистики и малое число измерений в этой области не дает возможности сделать какие-либо определенные выводы. Необходимо получение новых данных во всей области энергий, начиная с 25 ГэВ/нукл и до как можно более высоких энергий.

## 1.6 Спектр всех частиц

### 1.6.1 Спектр всех частиц в прямых измерениях и в измерениях ШАЛ

Хотя спектр энергий всех частиц без разделения частиц по зарядам дает существенно менее детальную информацию, чем спектры отдельных ядер, но спектр всех частиц важен для сопоставления результатов прямых экспериментов с экспериментами ШАЛ, где спектр всех частиц – один из основных типов получаемой информации. Это позволяет связать между собой данные при энергиях ниже  $10^{14}$ – $10^{15}$  эВ, доступные в прямых измерениях, с измерениями при сверхвысоких энергиях установок ШАЛ. До начала 2000-х существовало относительно немного измерений спектра всех частиц в прямых экспериментах, так как далеко не каждый прямой эксперимент позволяет измерять энергию ядер с любыми зарядами, что необходимо для получения спектра всех частиц. Данные прямых экспериментов по измерению спектра всех частиц, полученные до 2000 года, приведены на рис. 1.17. Для сравнения там же приведены результаты измерений ШАЛ на примерно тот же момент времени. Приведенные результаты требуют некоторых комментариев.

Помимо отдельных экспериментов, в которых можно было измерять энергию любых ядер, и которые, поэтому, естественным образом позволили получить спектр всех частиц, в литературе имеются компиляции, в которых для получения спектра всех частиц объединялись результаты различных экспериментов. Это нетривиальная операция, так как данные разных экспериментов не согласованы по энергиям, для которых определены интенсивности, поэтому для получения спектра всех частиц требуется согласование энергий с использованием интерполяции данных. Компиляция, данная в обзоре J. Linsley [275], основана на работах [1] и [187] для получения спектров протонов и гелия, и на работе [246] для спектров ядер  $Z \geq 5$ . Компиляция, проведенная группой SANRIKU в работе [270], основана на спектрах тяжелых ядер (кремний–железо) самой работы [270], а так же на спектрах протонов и гелия более раннего эксперимента SANRIKU 1987 г. [185], спектров протонов и гелия работ других авторов [1, 168, 192] (Ryan et al., Сокол,

JACEE), и на спектрах более тяжелых ядер из работ [1, 168, 192, 5, 252] (Ryan et al, Сокол, JACEE, CRN, HEAO-3-C2). Спектры протонов и гелия фитировались простыми степенными функциями, спектры более тяжелых ядер разных работ фитировались гладкими функциями «на глаз» (см. описание деталей методики в [270]), окончательный спектр всех частиц получен как сумма аппроксимаций для отдельных ядер, коридор ошибок определялся ошибками фитирования спектров протонов и гелия.

Все прямые эксперименты кроме эксперимента ТИК, данные которых приведены на рис. 1.17, уже были рассмотрены в предыдущих разделах обзора в связи со спектрами протонов и гелия или в связи со спектрами более тяжелых ядер. Для построения рис. 1.17 интегральные спектры экспериментов Протон и ТИК, приведенные в оригинальных статьях, были пересчитаны в дифференциальные.

## 1.6.2 Эксперимент ТИК

Как уже упоминалось, в протонных спектрах, измеренных в экспериментах на спутниках серии Протон, было обнаружено резкое увеличение наклона спектра протонов вблизи энергии около 1 ТэВ (см. стр. 37)<sup>12</sup> – показатель интегрального спектра увеличился от 1.74 до 2.3–2.5. Эти результаты подвергались критике из-за возможного искажения измерения заряда альбедными частицами из калориметра [159, 276]. Если изменение наклона протонного спектра является реальным эффектом, то следует ожидать появления «ступеньки» в спектре всех частиц вблизи энергии 1 ТэВ. Спектр всех частиц не мог быть искажен обратным током, и тем не менее в спектре Протонов была обнаружена ожидаемая ступенька (см. рис. 1.18). Основной целью эксперимента ТИК (Тонкий Ионизационный Калориметр) [277, 276] была проверка результатов по спектру всех частиц, полученных в серии экспериментов Протон 1–4.

Прибор ТИК состоит из пяти стальных плит и пяти слоев сцинтилляторов (схема прибора приведена в работе [277], детали методики и результаты эксперимента – в работе [276]). Каждая плита имеет размер  $30.5 \times 30.5 \text{ см}^2$  и толщину 6 см. Под каждой плитой расположен слой сцинтилляторов, состоящий из шести брусков размером  $5 \times 30.5 \times 1.5 \text{ см}^3$ . Свет из торцов сцинтилляторов выходит в два светорассеивающих диффузора, оклеенных хорошо отражающей белой бумагой. В конце каждого диффузора находился фотоприемник ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см. Сигналы с фотоприемников сумми-

<sup>12</sup>Напомним впрочем (см. стр. 38), что эффект укручения спектра протонов отсутствовал в результатах Протон-3, полученных с направленными черенковскими детекторами заряда, которые должны были приводить к редукции обратных токов [3].

мировались. Заряд частиц в эксперименте ТИК не определялся. Геометрический фактор прибора составлял  $1.04 \text{ м}^2\text{стер}$ . В августе 1994 г. ТИК летал в течение 75 ч над Северной Канадой на глубине  $4 \text{ г}/\text{см}^2$  днем и  $8 \text{ г}/\text{см}^2$  ночью. С учетом живого времени фактор экспозиции составил  $67.5 \text{ м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{ч}$ .

Калибровка прибора ТИК была произведена путем измерения энерговыделения от ядер золота с импульсом  $2.29 \text{ ТэВ}/\text{с}$  и нормальным падением на пучке в Брукхейвенской национальной лаборатории. Ожидаемое энерговыделение ( $785 \text{ ГэВ}$ ) было рассчитано с использованием пакета GEANT 3.21 с генератором событий FLUKA, и сравнение с измеряемой амплитудой импульса ФЭУ позволило найти калибровочный коэффициент как  $1.75 \text{ ГэВ}/\text{мВ}$ . Видно, что ожидаемое энерговыделение в калориметре составляет лишь около трети энергии первичной частицы, что и является выражением того, что калориметр прибора ТИК является тонким.

Для тонкого калориметра для восстановления первичного спектра необходимо моделирование преобразования первичной энергии в энергию, измеряемую в калориметре. Моделирование было выполнено с использованием пакета GEANT, как уже упоминалось выше. Для расчета прохождения ядер использовалась простая модель, в которой ядро представляло собой сумму независимо взаимодействующих в приборе  $Z$  протонов и  $(A - Z)$  нейтронов. Расчет спектров энерговыделений проведен для изотропного потока первичных частиц с кинетическими энергиями, распределенными по степенному спектру с интегральным показателем 1.6. Моделирование показало, что для первичного спектра  $\gamma = 1.6$  спектр энерговыделений получается круче приблизительно на 0.2. Формула перехода от энерговыделений  $\varepsilon$  к энергии первичной частицы  $E$  имела вид:  $E = 2.1\varepsilon^{1.8/1.6}$ .

С использованием описанного пересчета энергии был получен абсолютный интегральный спектр всех частиц, но его интенсивность по причинам, оставшимся неясными, оказалась в 1.7 раза выше интенсивности, известной из литературы. Поэтому в статье [276] абсолютный интегральный спектр приведен с нормировкой коэффициентом 1.7. На рис. 1.18 приведены интегральные спектры всех частиц, измеренные в экспериментах на станциях Протон и экспериментом ТИК в относительной калибровке интенсивности для удобства сравнения. Видно, что эксперимент ТИК не подтвердил ступеньку в спектре всех частиц, полученную Протонами. Вместо этого получено ясное указание на уменьшение крутизны спектра с ростом энергии. Полученный интегральный спектр очень хорошо интерпретируется в рамках двухкомпонентной модели:

$$I(> E) = 3.0 \cdot 10^7 E^{-1.7} + 3.6 \cdot 10^6 E^{-1.4} [\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{стер}]^{-1} \quad (1.16)$$

(энергия измеряется в ГэВ).

### 1.6.3 Резюме

Из рис. 1.17 видно, что на начало 2000-х ситуация со спектром всех частиц выглядела крайне противоречивой. Согласие отсутствовало как между различными прямыми измерениями, так и между экспериментами ШАЛ, и уж совсем непонятно было, как данные прямых экспериментов должны состыковываться с результатами ШАЛ в области от 100 ТэВ до 1 ПэВ. При этом разногласие между разными экспериментами во многих случаях далеко выходит за пределы как статистических, так и объявленных систематических ошибок. Так что дело не только в недостатке статистики, но и в недостаточной методической надежности экспериментов. Необходимость в новых более надежных данных как для прямых экспериментов, так и для экспериментов ШАЛ очевидна.

## 1.7 Выводы по обзору литературы

По всем типам информации, получаемой в прямых измерениях космических лучей, на начало 2000-х годов имела место существенная нехватка экспериментальных данных.

Очень велика неопределенность в спектрах протонов и гелия, особенно в области энергий приблизительно от 200 ГэВ до 10 ТэВ на нуклон. Сохраняется ли степенной характер поведения спектров в этой области? Неясно, как должны соединяться данные низкоэнергетических магнитных прямых измерений с результатами эмульсионных камер и калориметров при энергиях выше 10 ТэВ/нукл – при том, что в самих этих данных при более высоких энергиях имеются большие неопределенности. Существует ли особенность спектра протонов Н.Л. Григорова при  $\sim 1$  ТэВ? Существует ли реально увеличение наклона спектра протонов в области 10–20 ТэВ, на что указывают эмульсионные эксперименты? Связаны ли указания на различие наклонов спектров протонов и гелия в магнитных экспериментах при энергиях ниже 200 ГэВ (табл. 1.4.1) с реальным эффектом, или это только игра статистики? Этот же вопрос стоит в отношении различия спектров протонов и гелия в эмульсионных экспериментах при больших энергиях и в приборе Сокол (рис. 1.6).

Недостаток данных при энергиях выше 200 ГэВ/нукл в спектрах тяжелых ядер оставляет открытым вопрос о том, сохраняют ли спектры степенное поведение при этих энергиях. Остается много загадок, связанных с поведением отношений потоков вторичных ядер к первичным при энергиях выше 50 ГэВ/нукл. Необходимо подтвердить либо опровергнуть резкое уложение зависимости длины диффузационной утечки ядер из Галактики от энергии, намеки на которое имеются в ряде экспериментов (HEAO-3-C3, Sanriku,

JACEE, RUNJOB). Наконец, необходимы новые данные по спектру всех частиц. Эти данные нужны, в частности, для проверки эффекта «ступеньки» Н.Л. Григорова в области около 1 ТэВ, и в области 10–500 ТэВ для сшивки данных прямых измерений с результатами ШАЛ. Можно также сформулировать общий теоретический вопрос о том, насколько стандартная модель происхождения космических лучей, основанная на механизме Белла ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны [77, 78] в сочетании с простыми диффузионными моделями распространения космических лучей в более или менее однородной Галактике, приводящая к одинаковым степенным спектрам магнитной жесткости в источнике для всех обильных ядер и к падающим отношениям вторичных ядер к первичным, согласуется с экспериментальными данными.

Для разрешения этих вопросов необходим прибор, который единым методом мог бы измерять спектры всех ядерных компонент космических лучей от протонов до железа в как можно более широком диапазоне энергий и с индивидуальным разрешением по зарядам частиц. Чрезвычайно актуальным выглядит покрытие диапазона приблизительно от 50 ГэВ до 100 ТэВ на частицу, в котором остается чрезвычайно много непонятного. Именно таким прибором должен был стать спектрометр ATIC.

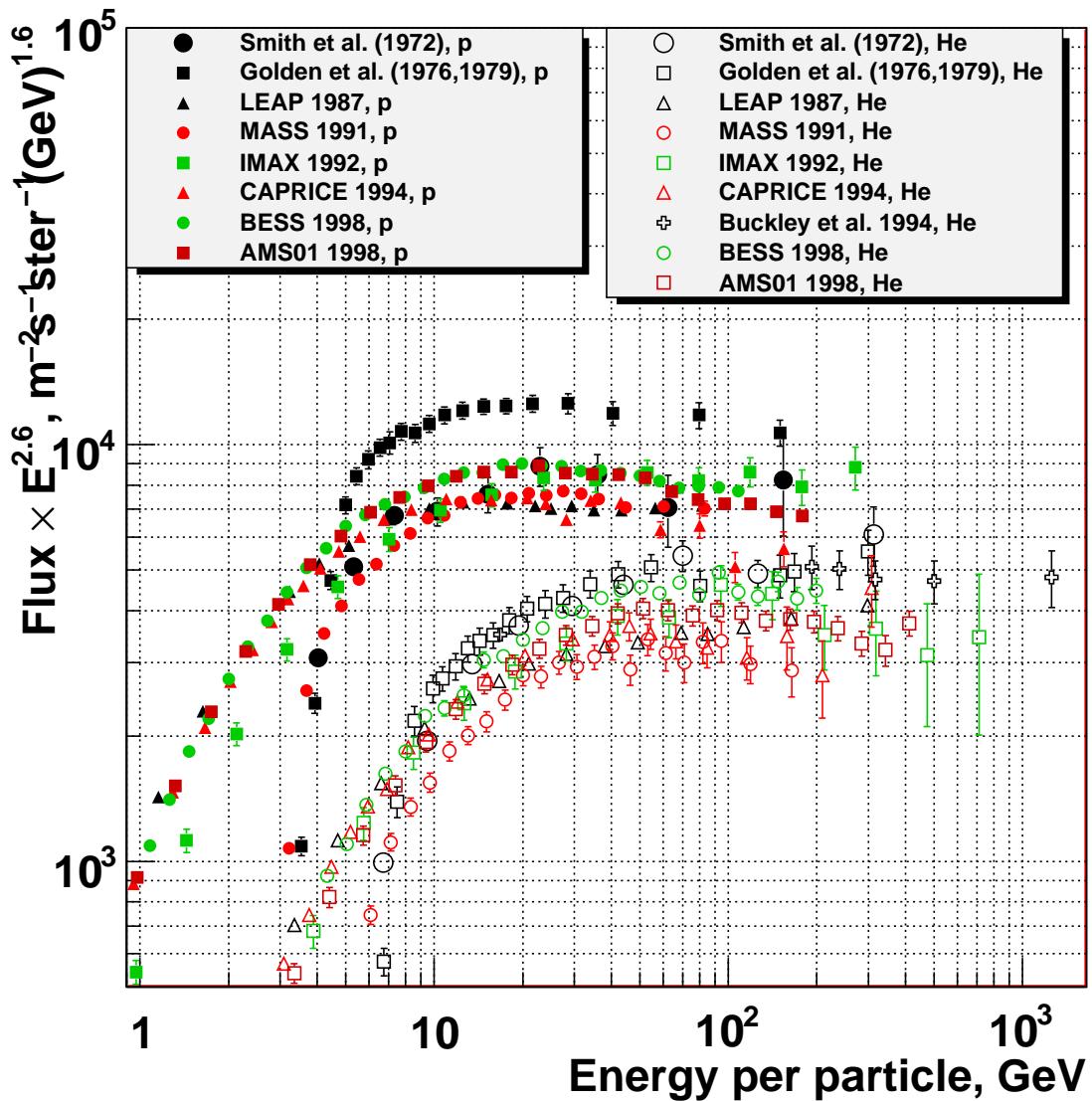


Рис. 1.1: Спектры протонов и ядер гелия (энергия на частицу), измеренные с использованием магнитных спектрометров до 2000 года: Smith et al. [111, 112], Goldent et al. [115, 116, 117, 118], LEAP 1987 [120], MASS 1991 [124], [125], CAPRICE 1994 [85], Buckley et al. 1994 [126] (черенковский RICH-спектрометр), BESS 1998 [129], AMS01 1998 [131, 132]. Спектры протонов приведены с использованием сплошных маркеров, спектры гелия - пустых.

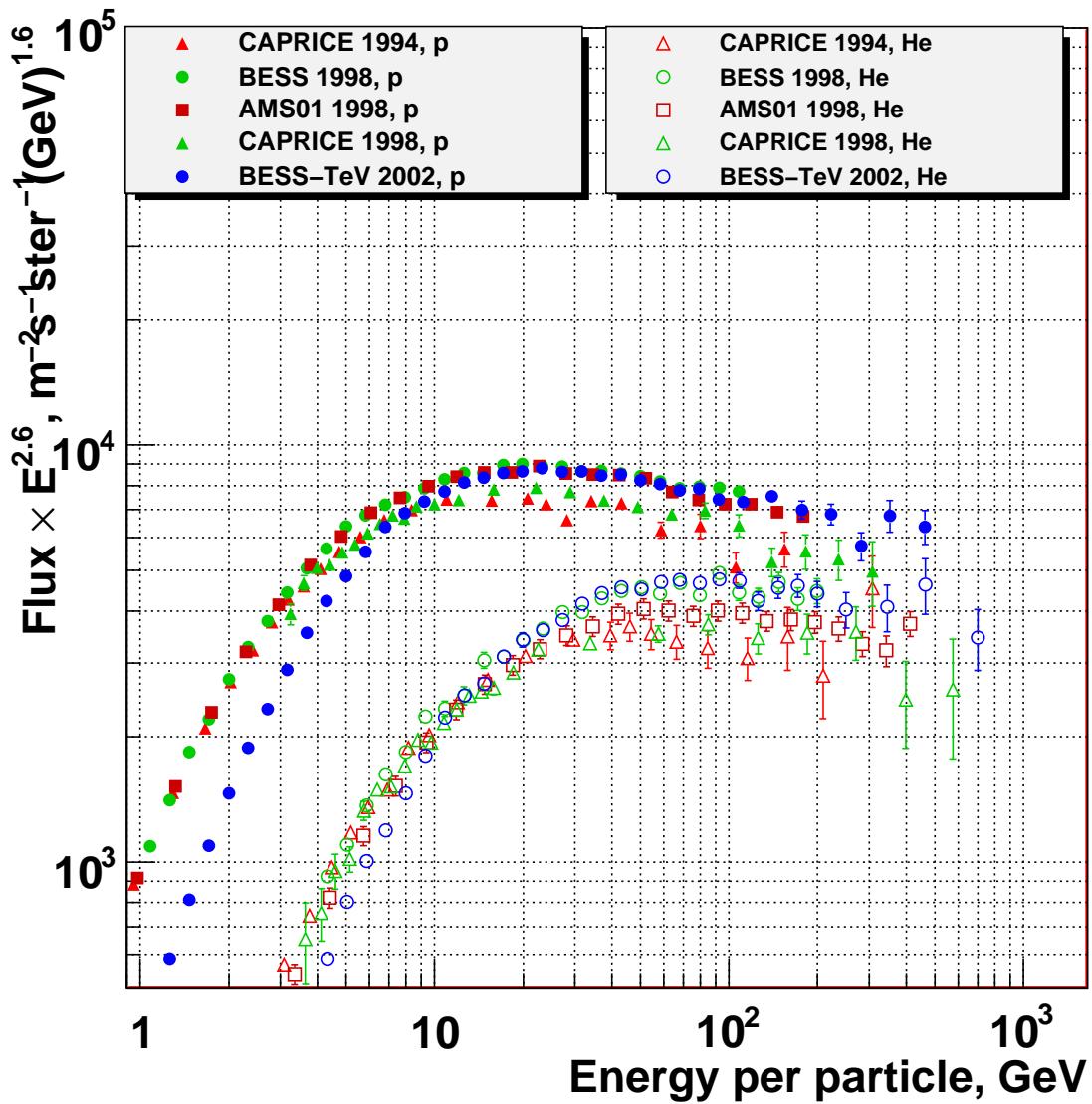


Рис. 1.2: Спектры протонов и ядер гелия (энергия на частицу) по результатам последних экспериментов (два полета CAPRICE, два полета BESS и полет AMS01): CAPRICE 1994 [85], BESS 1998 [129], AMS01 1998 [131, 132], CAPRICE 1998 [135], BESS-TeV 2002 [137, 138]. Спектры протонов приведены с использованием сплошных маркеров, спектры гелия - пустых.

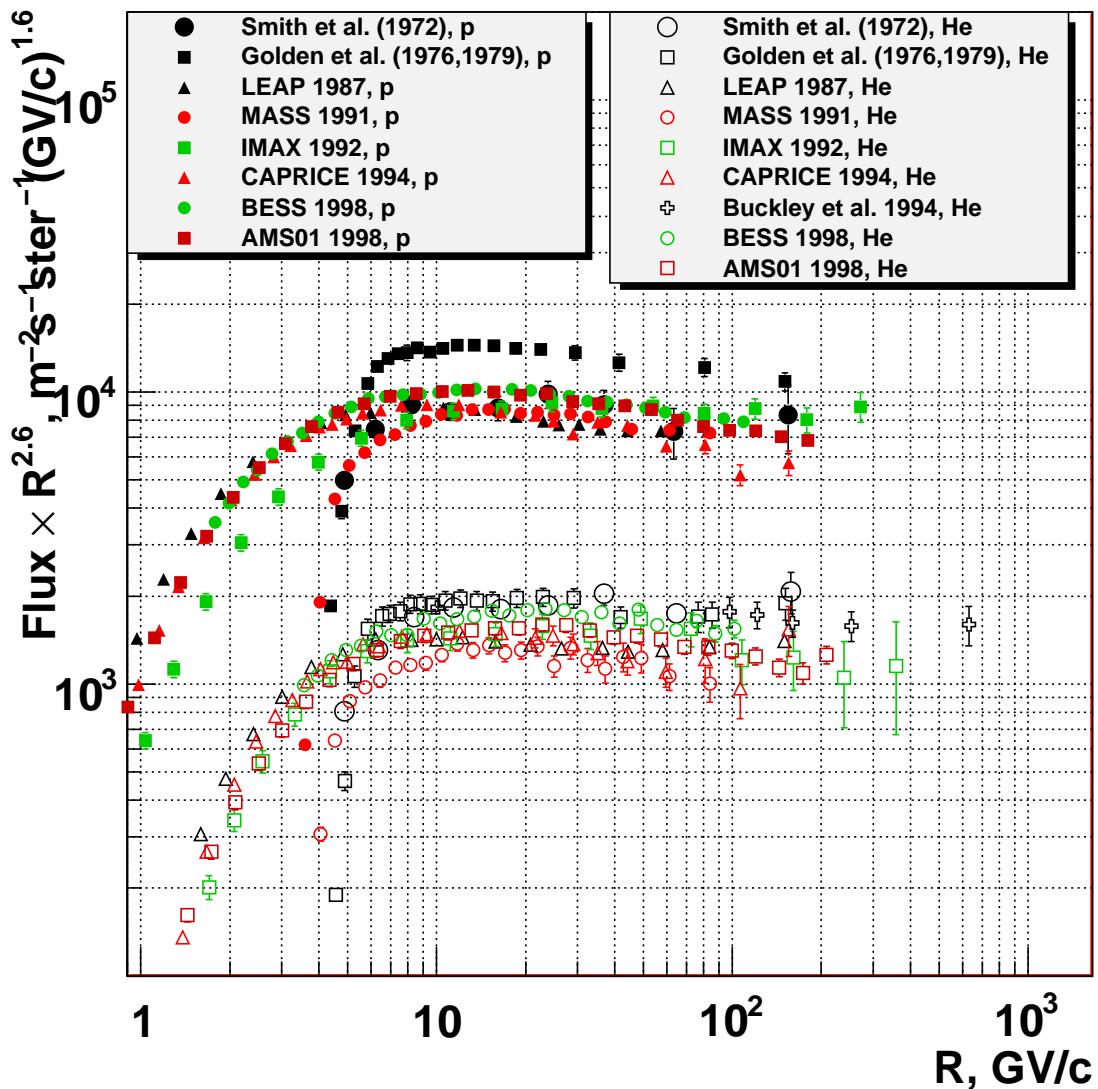


Рис. 1.3: Спектры протонов и ядер гелия (жесткости), измеренные с использованием магнитных спектрометров до 2000 года: Smith et al. [111, 112], Goldent et al. [115, 116, 117, 118], LEAP 1987 [120], MASS 1991 [124, 125], CAPRICE 1994 [85], Buckley et al. 1994 [126] (черенковский RICH-спектрометр), BESS 1998 [129], AMS01 1998 [131, 132]. Спектры протонов приведены с использованием сплошных маркеров, спектры гелия - пустых.

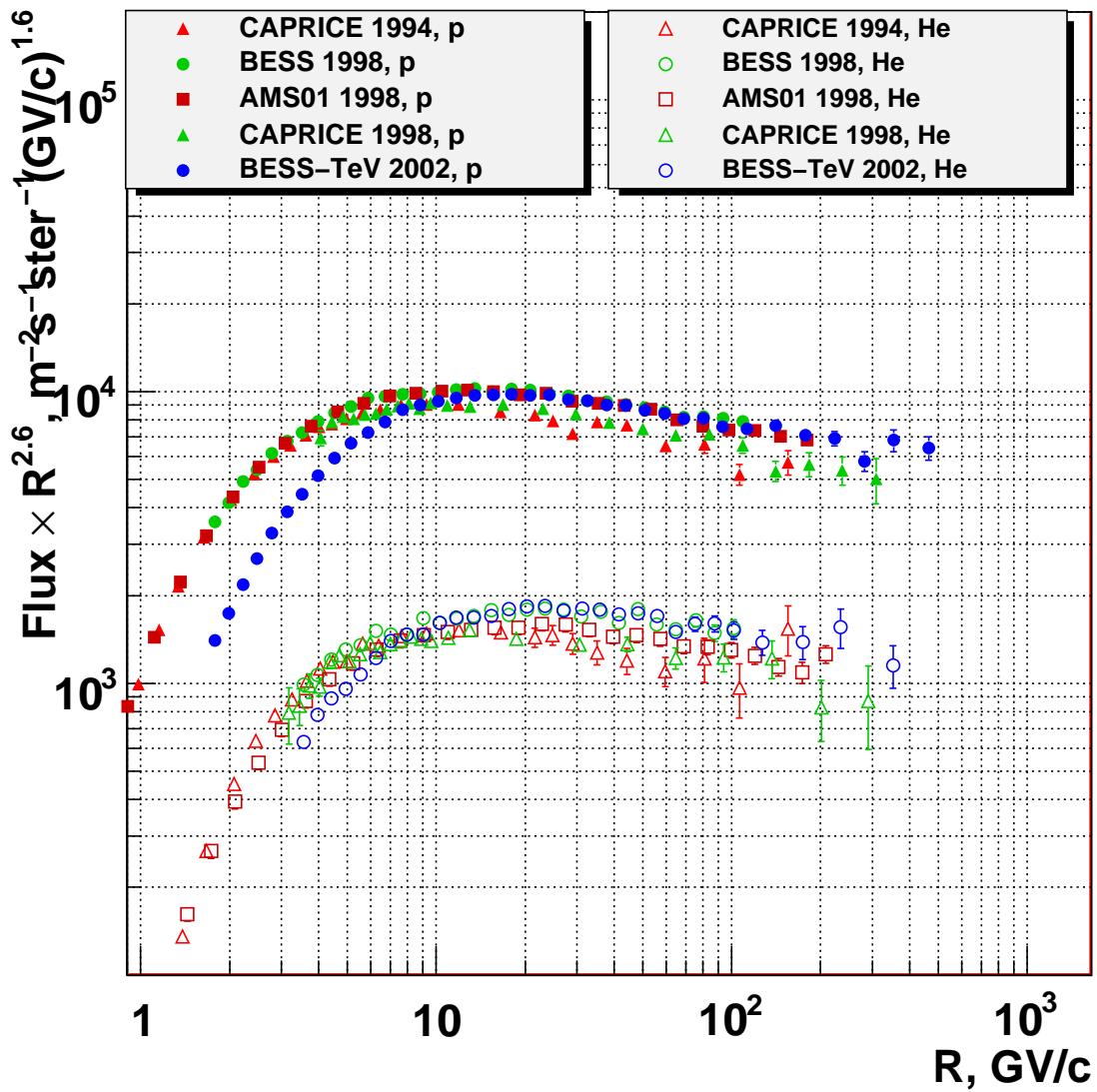


Рис. 1.4: Спектры протонов и ядер гелия (жесткости) по результатам последних экспериментов (два полета CAPRICE, два полета BESS и полет AMS01): CAPRICE 1994 [85], BESS 1998 [129], AMS01 1998 [131, 132], CAPRICE 1998 [135], BESS-TeV 2002 [137, 138]. Спектры протонов приведены с использованием сплошных маркеров, спектры гелия - пустых.

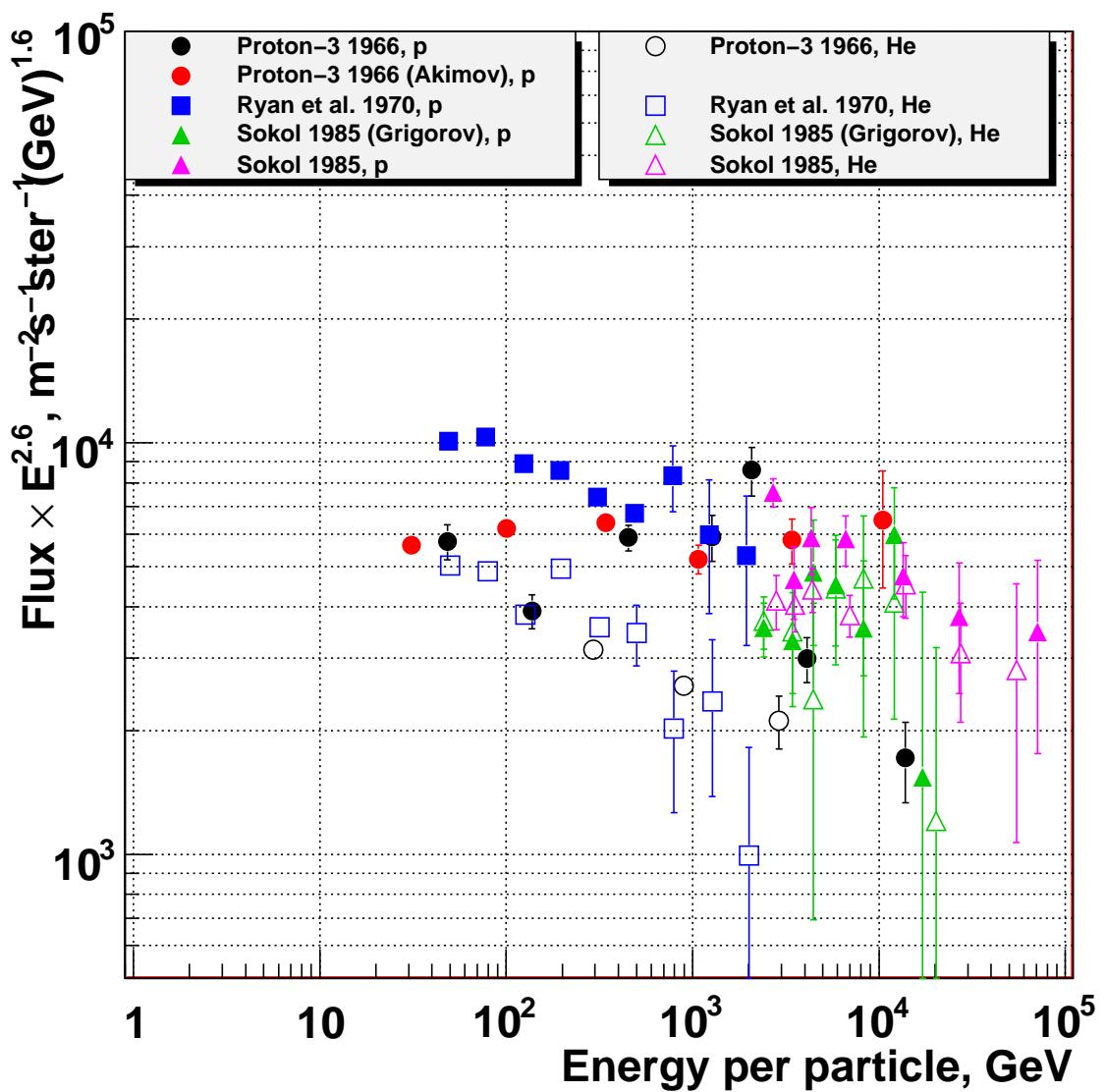


Рис. 1.5: Спектры протонов и ядер гелия (энергия на частицу) по результатам прямых измерений калориметрическими спектрометрами: Proton-3 1966, p [2]; Proton-3 1966 (Akimov) [3]; Proton-3 1966, He [4, 153]; Ryan et al. 1970 [1]; Sokol (1985) Grigorov [156, 166]; Sokol 1985 [169, 170].

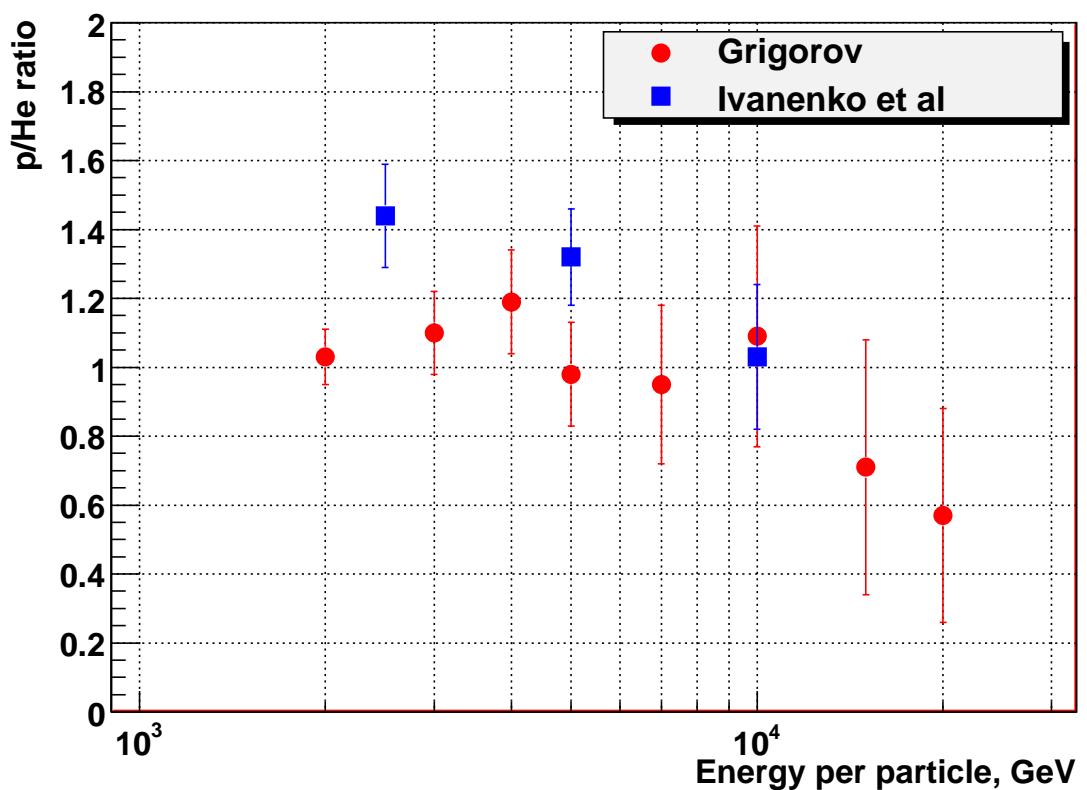


Рис. 1.6: Отношение интегральных потоков протонов и ядер гелия в зависимости от пороговой энергии: Grigorov – [156], Ivanenko et al – [169, 170].

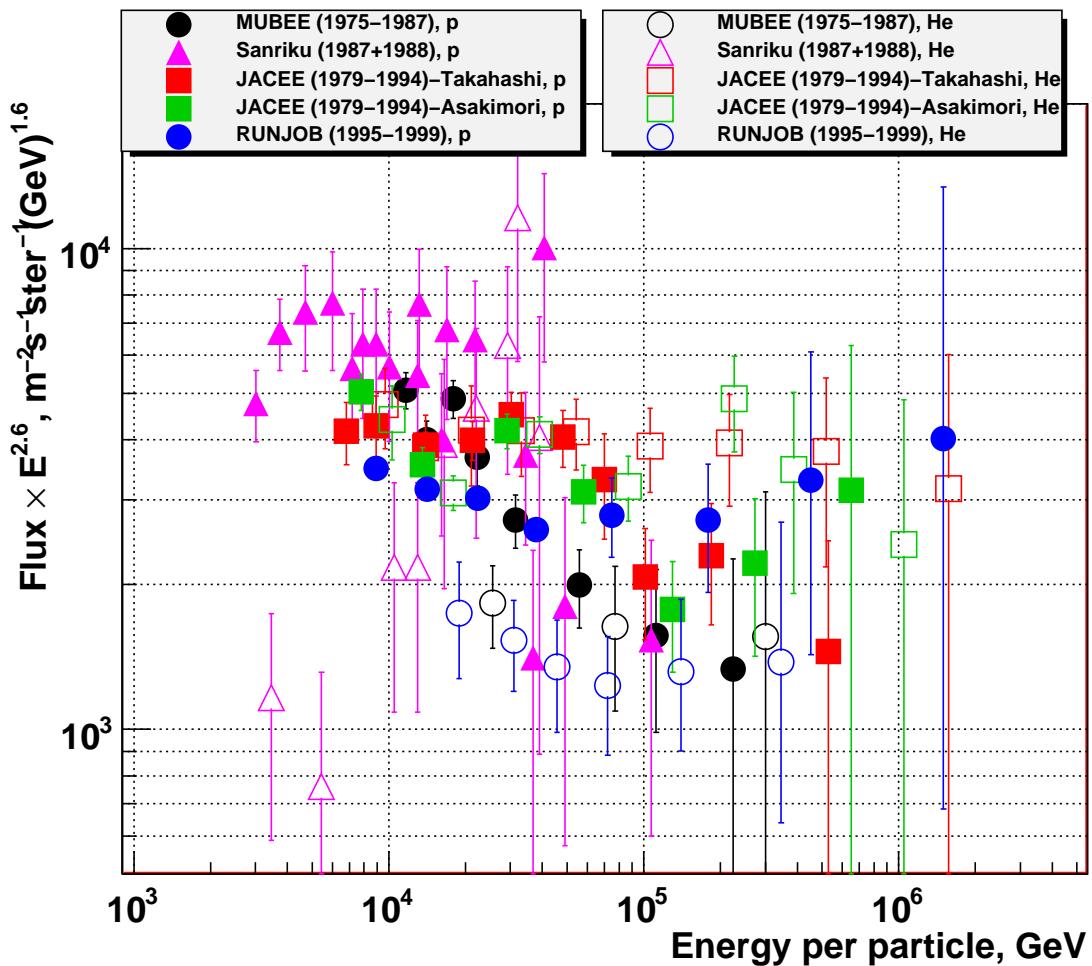


Рис. 1.7: Спектры протонов и ядер гелия (энергия на частицу) по результатам прямых измерений в эмульсионных баллонных экспериментах: MUBEE (1975-1987) [184], Sanriku (1987+1988) [185, 186], JACEE (1979-1994)-Takahashi [193], JACEE (1979-1994)-Asakimori [194], RUNJOB (1995-1999) [203].

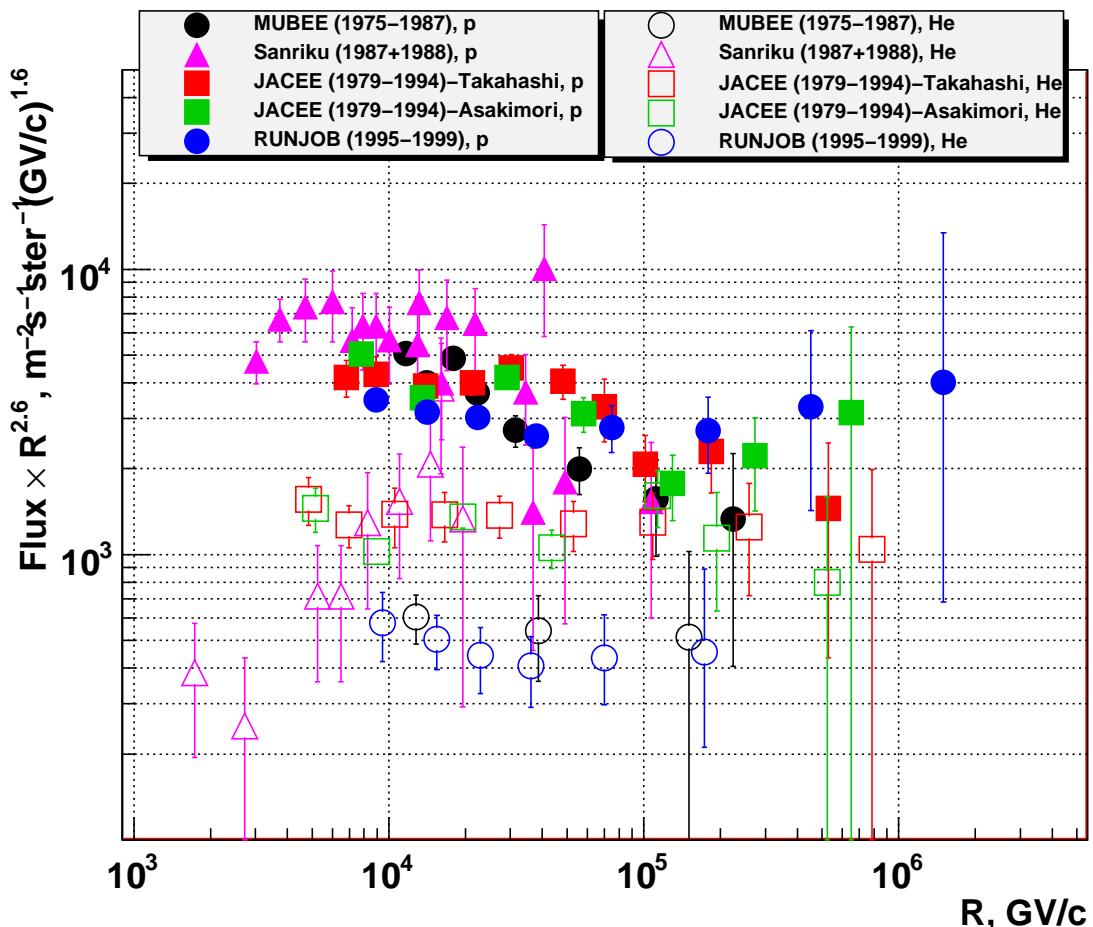


Рис. 1.8: Спектры протонов и ядер гелия (жесткость) по результатам прямых измерений в эмульсионных баллонных экспериментах: MUBEE (1975-1987) [184], Sanriku (1987+1988) [185, 186], JACEE (1979-1994)-Takahashi [193], JACEE (1979-1994)-Asakimori [194], RUNJOB (1995-1999) [203].

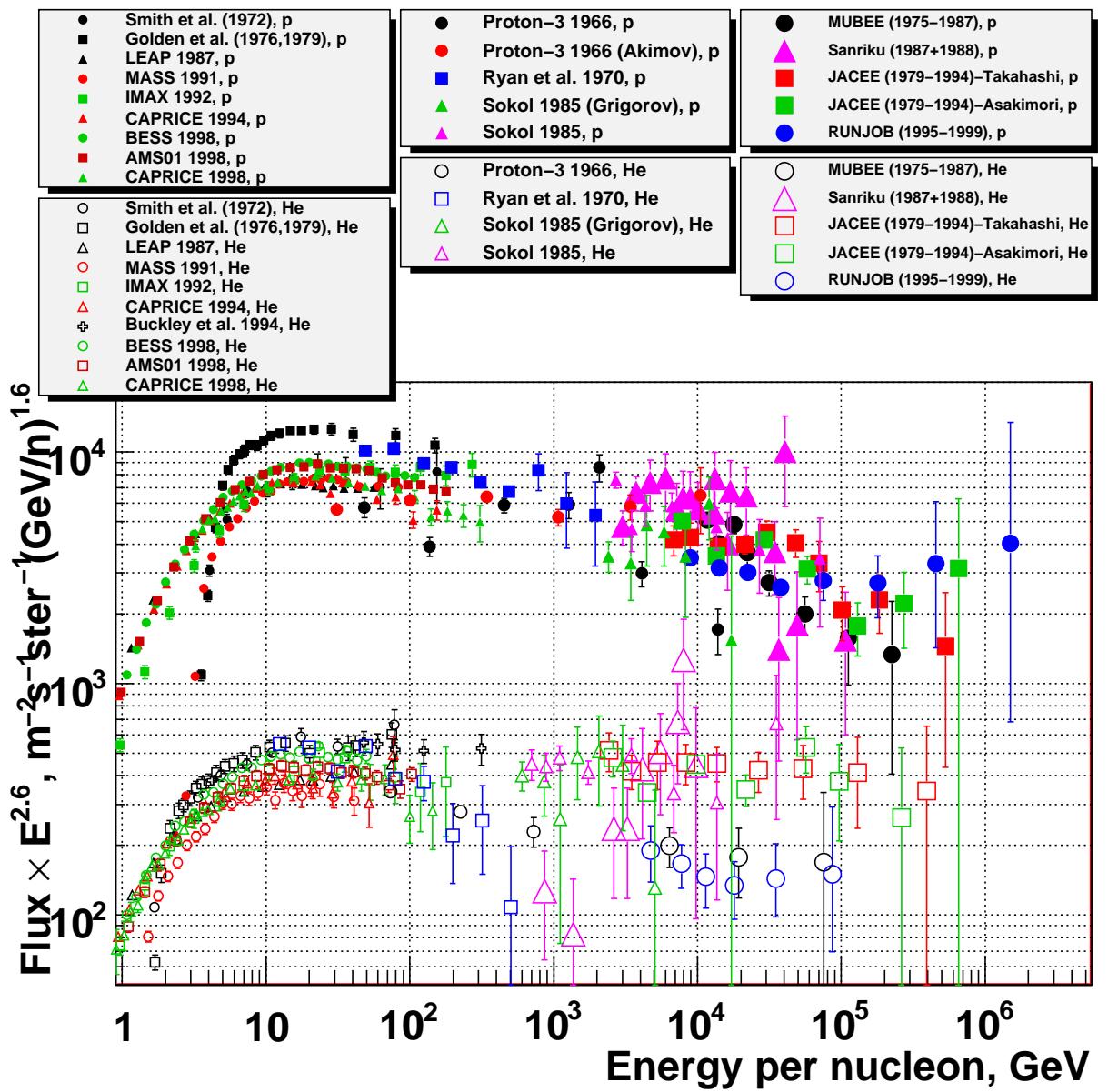


Рис. 1.9: Спектры протонов и ядер гелия (энергия на нуклон) по результатам прямых измерений до экспериментов ATIC. Магнитные спектрометры: Smith et al. [112], Goldent et al. [115, 116, 117, 118], LEAP 1987 [120], MASS 1991 [124], IMAX 1992 [125], CAPRICE 1994 [85], BESS 1998 [129], AMS01 1998 [131, 132]; CAPRICE 1998 [135]. Черенковский RICH-спектрометр: Buckley et al. 1994 [126]. Калориметры: Proton-3 1966, p [2]; Proton-3 1966 (Akimov) [3]; Proton-3 1966, He [4, 153]; Ryan et al. 1970 [1]; Sokol (1985) Grigorov [156, 166]; Sokol 1985 [169, 170]. Эмульсионные баллонные эксперименты: MUBEE (1975-1987) [184], Sanriku (1987+1988) [185, 186], JACEE (1979-1994)-Takahashi [193], JACEE (1979-1994)-Asakimori [194], RUNJOB (1995-1999) [203].

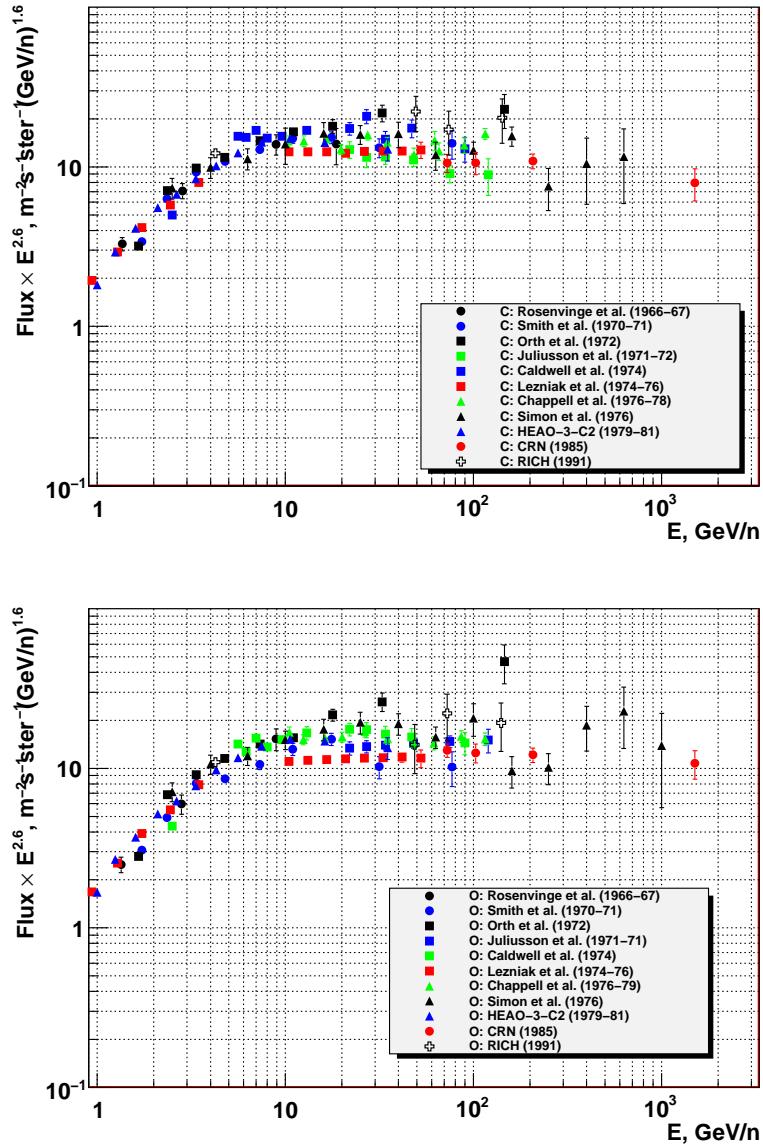


Рис. 1.10: Спектры углерода и кислорода по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC: Rosenvinge et al. (1966-67) [211]; Smith et al. (1970-1971) [112]; Orth et al. (1972) [226]; Juliusson et al. (1971-72) [229]; Caldwell 1974 [234]; Lezniak et al (1974-76) [239]; Chappell et al. (1976-78) [243]; HEAO-3-C2 (1979-81) [6]; CRN (1985) [5]; RICH (1991) [126].

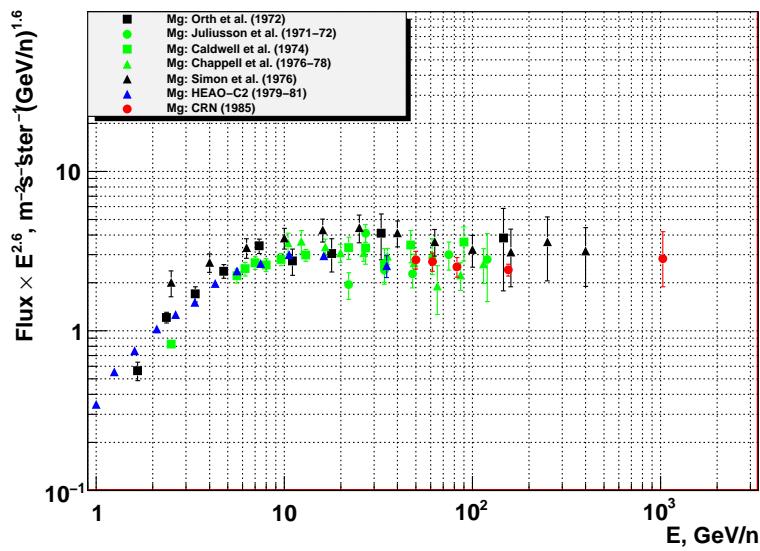
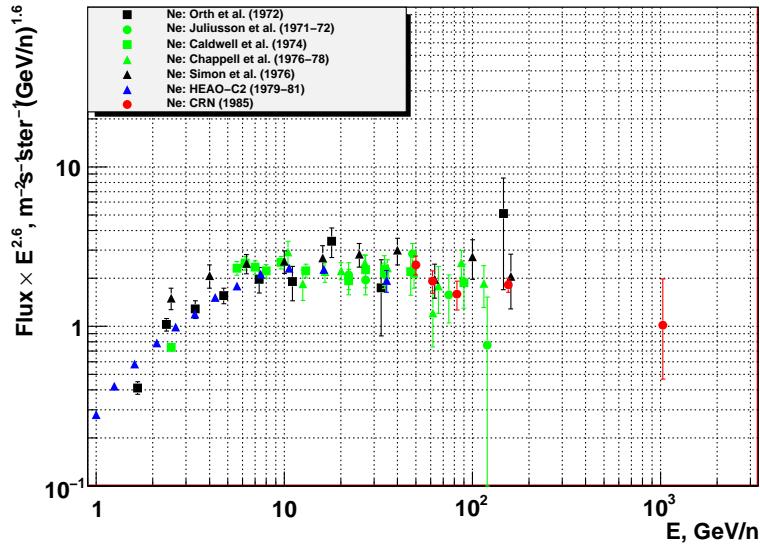


Рис. 1.11: Спектры ядер неона и магния по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC: Orth et al. (1972) [226]; Juliusson et al. (1971-72) [229]; Caldwell 1974 [234]; Lezniak et al (1974-76) [239]; Chappell et al. (1976–78) [243]; HEAO-3-C2 (1979-81) [6]; CRN (1985) [5]; RICH (1991) [126].

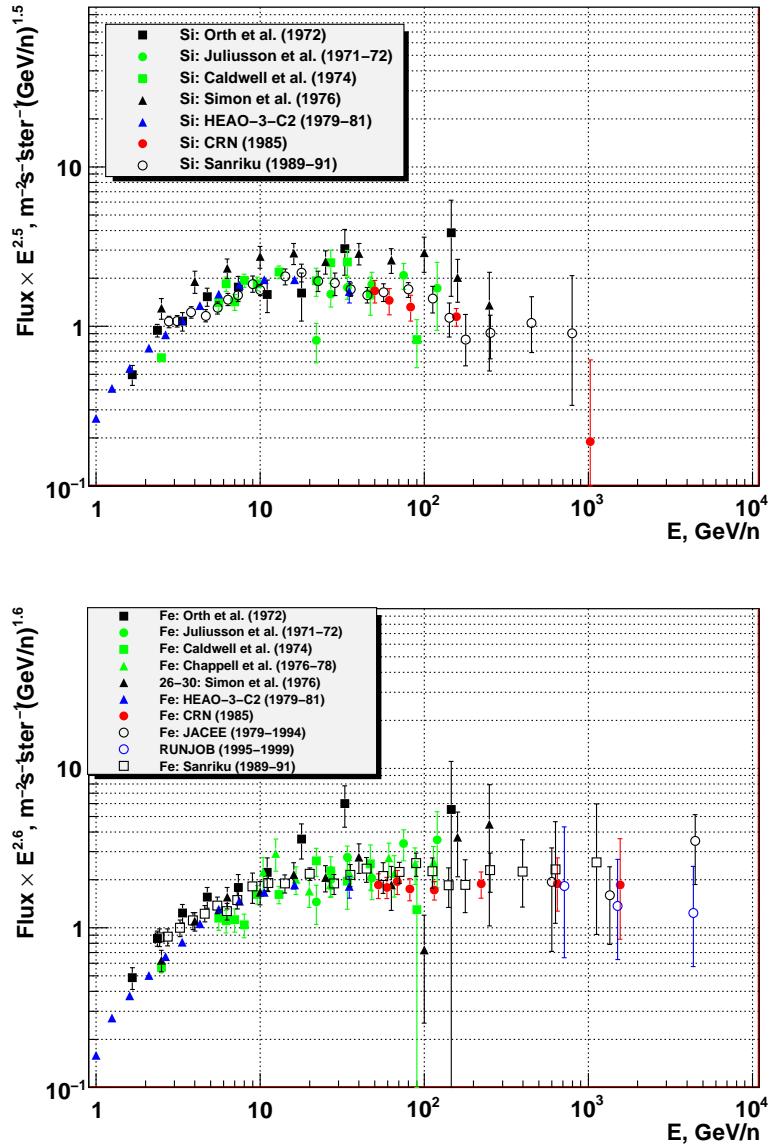


Рис. 1.12: Спектры ядер кремния и железа по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC: Orth et al. (1972) [226]; Juliusson et al. (1971-72) [229]; Caldwell 1974 [234]; Chappell et al. (1976–78) [243]; HEAO-3-C2 (1979-81) [6]; CRN (1985) [5]; JACEE (1979-94) [192]; Sanriku (1989-91) [271]; RUNJOB (1995-1999) [203].

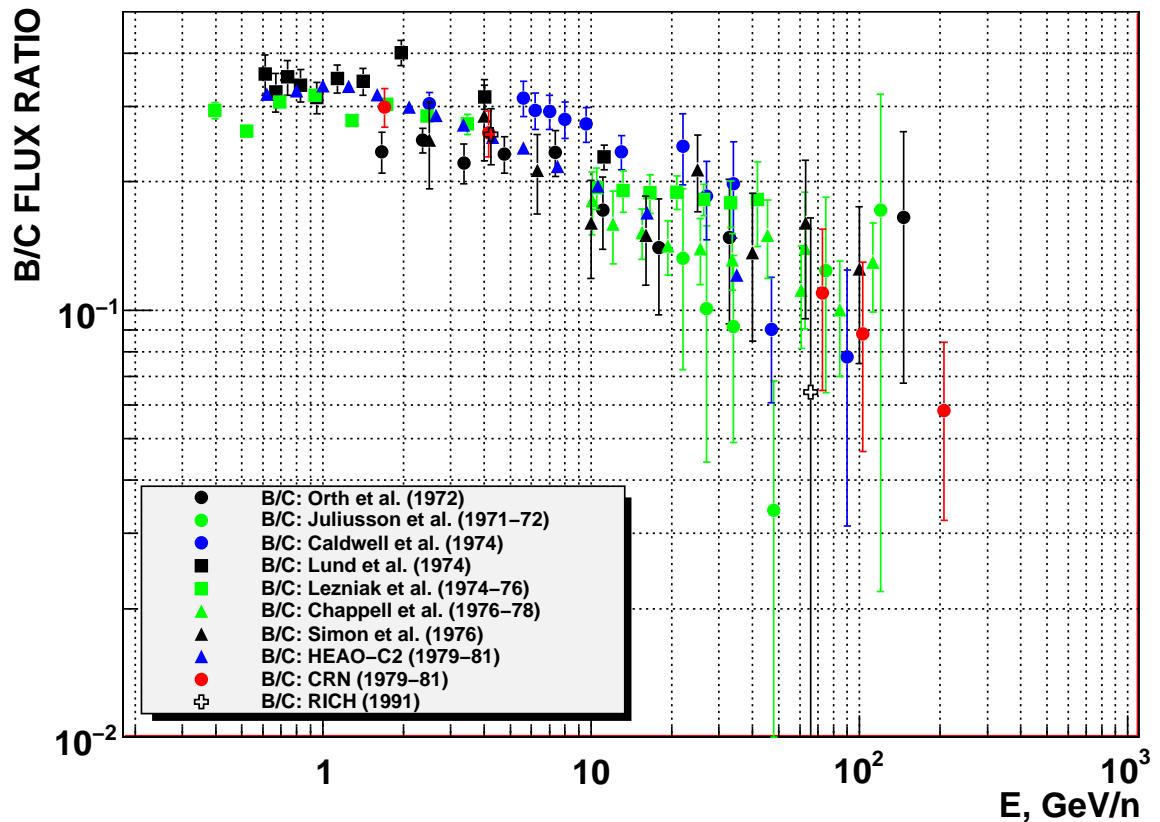


Рис. 1.13: Отношение потоков В/С по результатам прямых измерений до эксперимента ATIC: Orth et al. (1972) [226]; Juliusson et al. (1971-72) [229]; Caldwell 1974 [234]; Lund et al. (1974) [237]; Lezniak et al (1974-76) [239]; Chappell et al. (1976–78) [243]; HEAO-3-C2 (1979-81) [6]; CRN (1985) [265]; RICH (1991) [126].

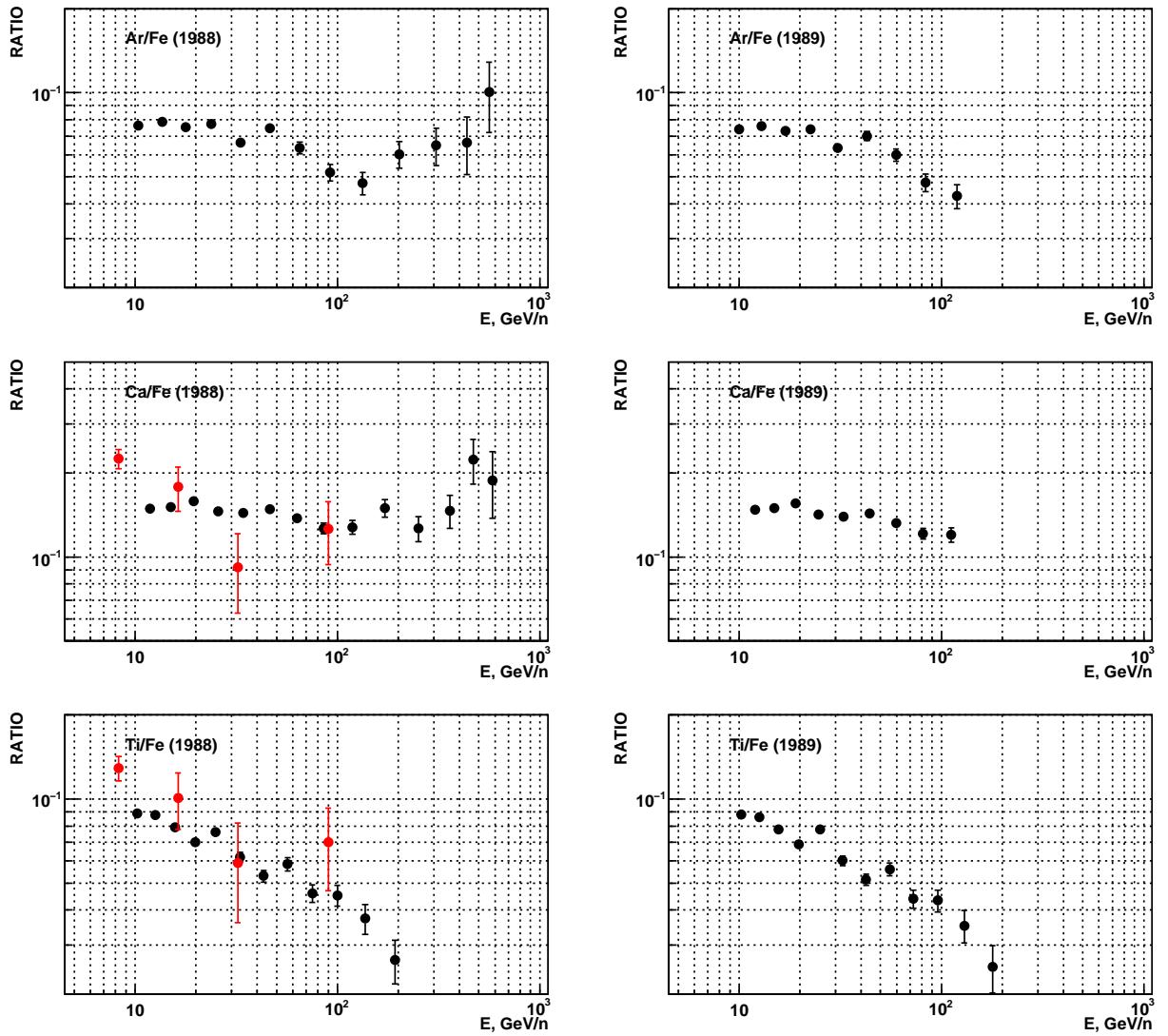


Рис. 1.14: Черные символы – отношения интенсивностей спектров Ar/Fe, Ca/Fe и Ti/Fe, измеренные в эксперименте HEAO-3-C3 (HNE) по данным работ 1988 г. [7] и 1989 г. [263]. Красные символы – результаты эксперимента [264].

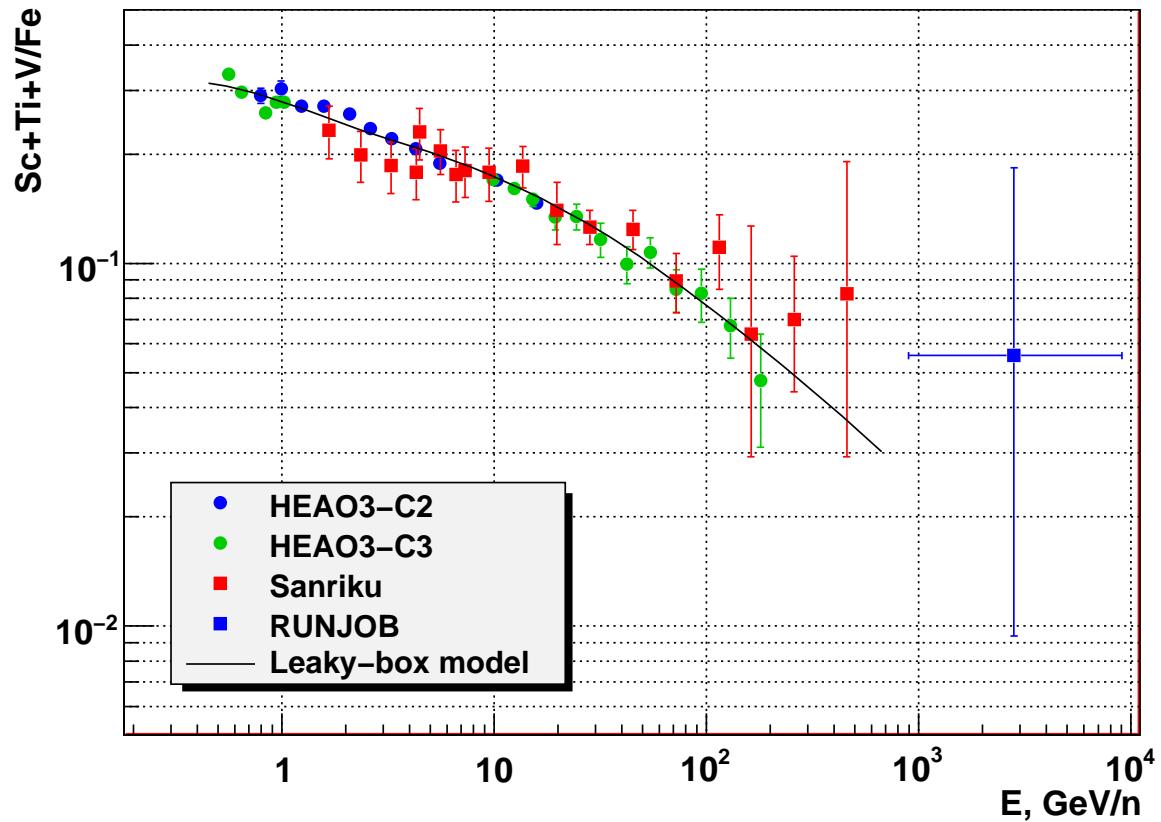


Рис. 1.15: Отношения потоков  $\text{Sc}+\text{Ti}+\text{V}/\text{Fe}$ . Результаты для экспериментов HEAO3-C2 и HEAO3-C3 приведены в соответствии с компиляцией в работе [273]; аппроксимация моделью leaky-box также из [273]; результаты Sanriku в соответствие с [274], RUNJOB по данным [203].

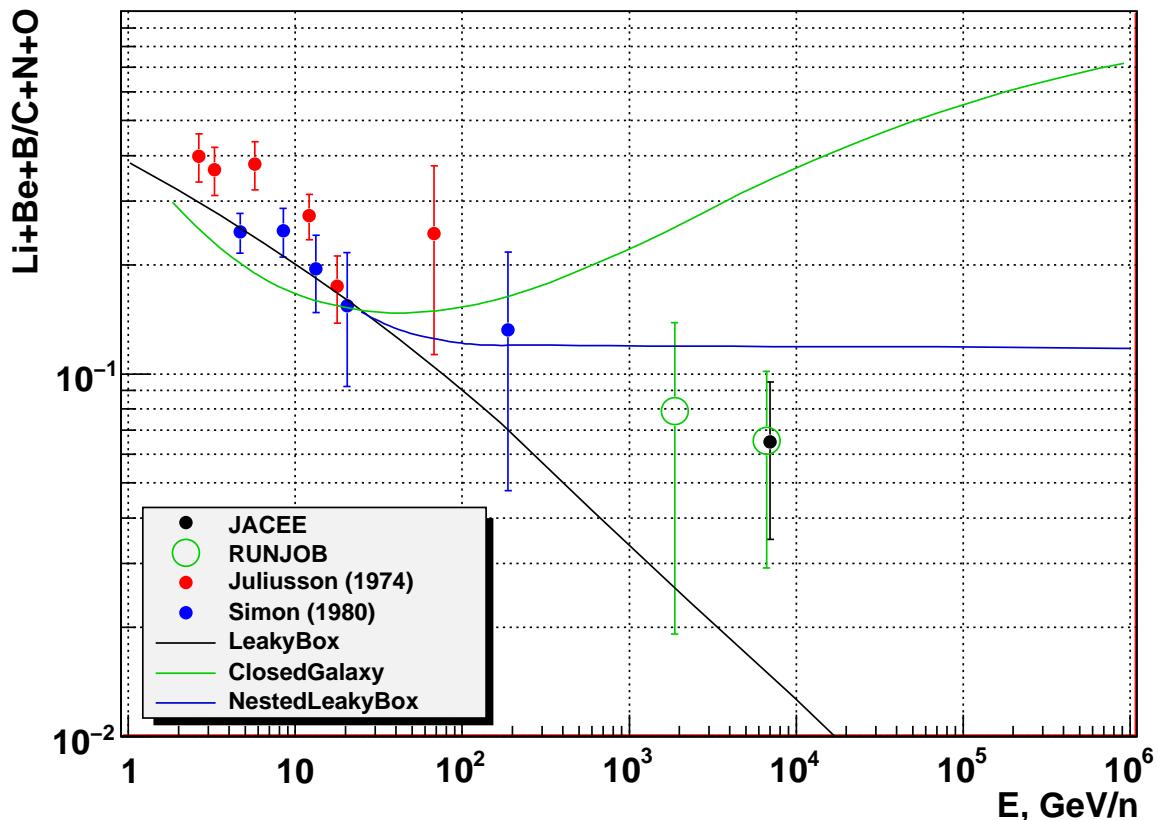


Рис. 1.16: Отношения потоков  $\text{Li}+\text{Be}+\text{B}/\text{C}+\text{N}+\text{O}$  ( $L/M$ ). Результаты JACEE приведены по работе [193], результаты RUNJOB по [201, 203]. Точки Juliusson (1974) и Simon (1980) приводятся по рисунку из статьи [193]. Точно идентифицировать источник эти данных не удалось, так как в статье [193] ссылок на источник нет, и приведенные данные не удалось отождествить ни с одной из опубликованных статей для экспериментов Juliusson et al. [67, 229, 231, 235], и Simon et al. [246]. Более того, в статье Simon et al. [246] отсутствуют данные для Li и Be (спектры даны для  $Z \geq 5$ ). Сплошные линии, отражающие поведение различных моделей, также приведены по данным [193].

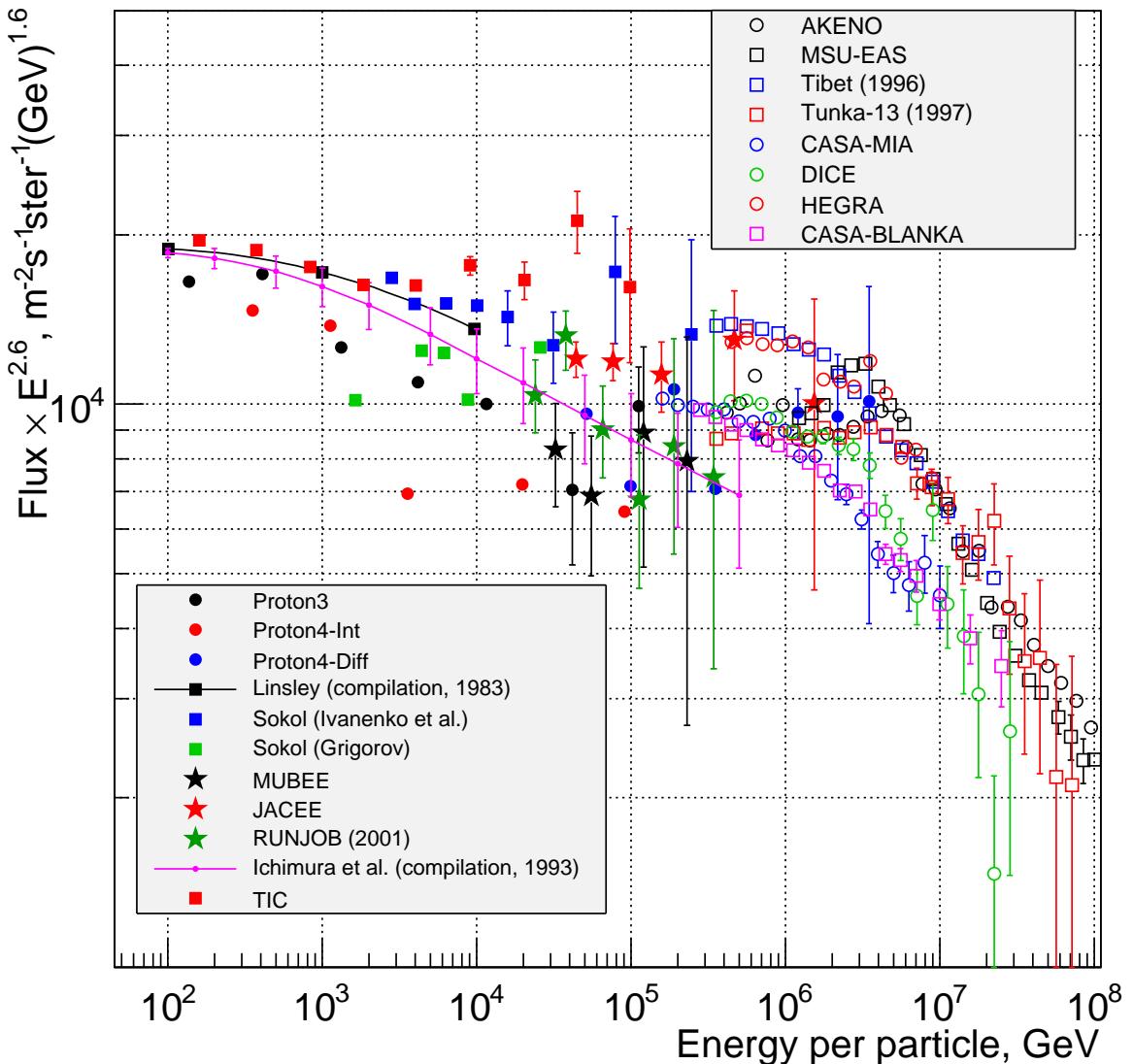


Рис. 1.17: Спектр всех частиц по данным прямых измерений: Proton3 – Протон-3 [158]; Proton4-Int – Протон-4, интегральный анализатор, Proton4-Diff – Протон-4, дифференциальный амплитудный анализатор [158]; Linsley (compilation, 1983) [275]; Sokol (Ivanenko et al.) [169]; Sokol (Grigorov) [156]; MUBEE [184]; JACEE [193]; RUNJOB [196]; Ichimura et al. (compilation, 1993) [270]; TIC [276]. Эксперименты ШАЛ (до 2000 г.): AKENO [95]; MSU-EAS [96] (ШАЛ МГУ), Tibet (1996) [101]; Tunka-13 [106]; CASA-MIA [97]; DICE [98]; HEGRA [99]; CASA-BLANKA [100].

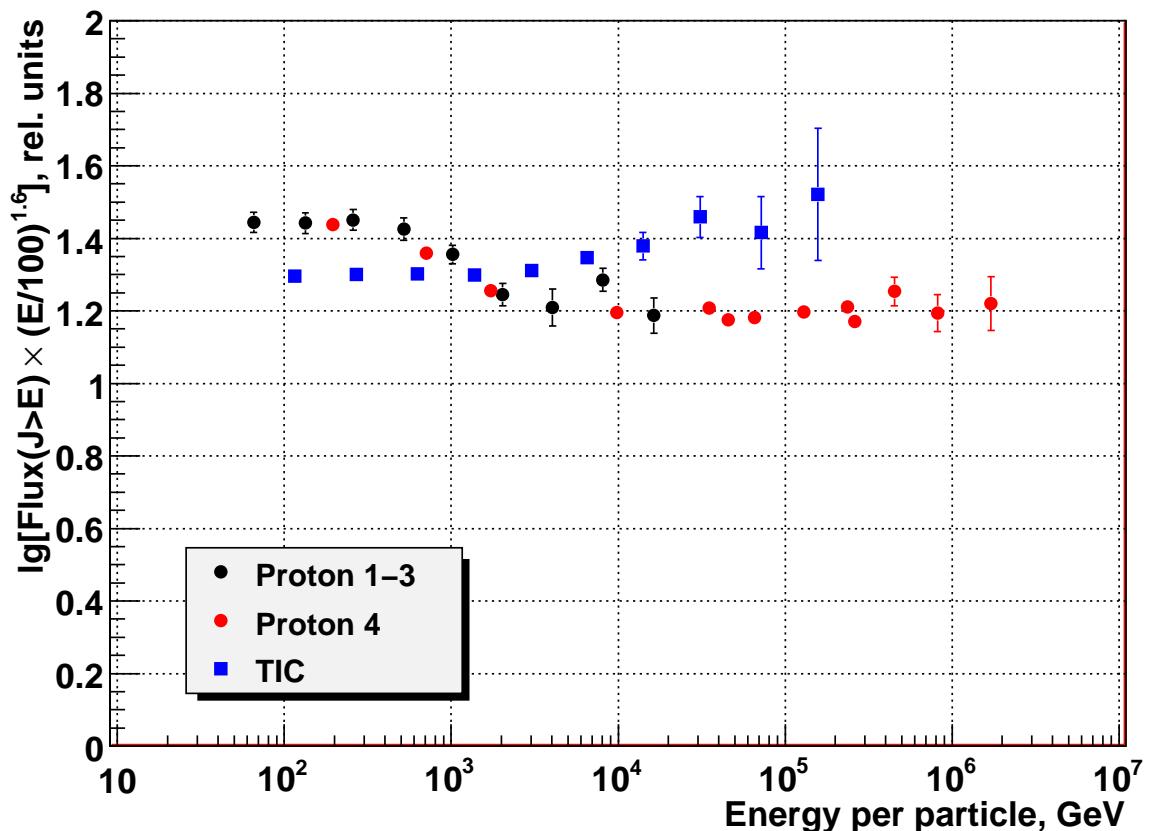


Рис. 1.18: Ступенька в интегральном спектре всех частиц по данным экспериментов на спутниках Протон 1–3 и Протон 4 [158] и интегральный спектр эксперимента ТИК [276] (произвольно поднормирован к интенсивности Протонов для удобства сравнения).

# Глава 2

## Эксперимент ATIC

### 2.1 Эволюция концепции спектрометра на ранних стадиях проекта (1994–1999 гг.)

Международная коллаборация ATIC была создана в 1994 году. Первоначальной целью проекта было измерение энергетического спектра протонов и ядер гелия космических лучей одним прибором и по единой методике в широком диапазоне энергий – от  $10^{10}$  эВ до более чем  $10^{13}$  эВ с относительной статистической ошибкой не хуже 30% при энергиях несколько выше  $10^{13}$  эВ [278]. Одним из основных мотивов такой постановки задачи была проверка реальности различия наклонов спектров протонов и гелия, о существовании которого сообщалось в обзоре [279] (см. Fig. 1 из этого обзора) на основе компиляции большого числа различных экспериментов, в совокупности перекрывающих диапазон энергий  $10^{10}$  эВ до более чем  $10^{14}$  эВ. Данные разных экспериментов, покрывающих разные участки энергетического спектра, не очень хорошо согласовывались и даже противоречили друг другу, что и приводило к задаче исследования возможно большего участка энергий одним инструментом с помощью единой методики.

На протяжении нескольких первых лет работы концепция прибора ATIC менялась, но основой прибора от первых эскизных проектов до окончательной реализации оставался полностью активный ионизационный калориметр на основе сцинтилляторов из германата висмута – BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ). Ограничения на массу прибора для баллонного эксперимента вместе с требованием получить достаточный геометрический фактор ограничивают возможную толщину калориметра, приводя к концепции *тонкого ионизационного калориметра*. Минимальными требованиями для калориметра такого типа были названы следующие два [278]: 1) первичные ядра с большой вероятностью должны испытать хотя

бы одно ядерное взаимодействие на толщине калориметра; 2) энергия электромагнитного каскада, порожденного взаимодействием, должна быть измерена с достаточно хорошей точностью. BGO-калориметр идеально удовлетворяет этим требованиям, так как германат висмута характеризуется и малой радиационной длиной, и небольшой длиной ядерного пробега, не требуя отдельного поглотителя для калориметра на основе вещества с большим атомным номером. Кроме того, кристаллы BGO характеризуются низким самопоглощением света и обладают рядом других полезных конструкционных свойств. Отсутствие отдельного поглотителя и, соответственно, свойство полной активности калориметра, уменьшает статистические флуктуации сигнала. Используя длинные и тонкие бруски сцинтиллятора, калориметр легко сделать координатно-чувствительным.

Другим важным модулем спектрометра ATIC, который почти в неизменном виде перешел из первых эскизных проектов в окончательный, была графитовая мишень (рис. 2.1). Вещество мишени должно обеспечить возможно большую толщину по отношению к ядерному взаимодействию, чтобы с большой вероятностью инициировать ядерный каскад, но возможно меньшую толщину по отношению к развитию электромагнитного каскада, чтобы не было потерь энергии в мишени. Графит в этом отношении является оптимальным материалом. Сначала толщина графитовой мишени предполагалась равной 40 см (приблизительно одна ядерная длина пробега протона или 1.6 радиационной длины) [278], но в окончательном проекте ее пришлось снизить до 30 см. При такой толщине графита со значительной вероятностью ядерный каскад начинает развиваться уже в графитовой мишени, над калориметром, и при толщине BGO калориметра 25 см (22 радиационные длины, 1.1 ядерного пробега протона), максимум каскада оказывается внутри калориметра, что позволяет измерять энергию со статистической точностью масштаба 30%.

В первом варианте прибора предполагались четыре слоя графита, каждый толщиной по 10 см, прослоенные пятью слоями сцинтилляционных гадоскопов (S1–S5, см. рис. 2.1) из пластиковых сцинтилляторов, при этом верхний гадоскоп предполагалось использовать в качестве единственного детектора заряда. Предполагалось, что сегментация сцинтилляционного гадоскопа позволит решить проблему обратных токов (см. раздел 1.4.2). Однако было быстро понято, что такая сегментация может оказаться недостаточной. В следующем варианте проекта система регистрации заряда была сделана трижды избыточной (рис. 2.2): в конструкцию спектрометра в дополнение к сцинтилляторам в качестве устройства для определения заряда была введена высокосегментированная матрица кремниевых детекторов и направленный черенковский счетчик, который тоже должен был бы иметь сегментированную структуру [280]. Малые размеры «пикселов» кремниев-

вой матрицы и черенковского детектора уменьшают вероятность возбуждения детектора одновременно от первичной частицы и частицы, рассеянной в обратном направлении, что создает предпосылки для надежного разделения однозарядных ядер протонов (наиболее страдающих от обратных токов) и ядер гелия.

Было понято, что в новой концепции спектрометр можно будет использовать не только для измерения спектров протонов и ядер гелия, но и всех ядер тяжелее гелия до железа с индивидуальным разрешением по заряду [280]. Соответствующим образом была расширена программа исследований. Спустя еще три года (в 1999 г.) было показано [281], что спектрометр ATIC пригоден также для измерения спектра электронов космических лучей, несмотря на то, что его конструкция оптимизирована для измерения адронной компоненты. Электроны можно отделять от фона протонов используя в основном (но не только) различие в поперечном развитии каскада для электронов и адронов. Спектр электронов действительно был измерен прибором ATIC, при этом были получены важные физические результаты [8, 9, 10, 11, 12, 13]. Однако использование спектрометра ATIC для исследования электрон-позитронной компоненты космических лучей выходит за рамки настоящей диссертации и здесь обсуждаться не будет.

Черенковские детекторы, которые предполагались в конструкции спектрометра до 1997 г. [282], позже пришлось исключить, но кремниевая матрица осталась и играла роль основного детектора заряда. Спектрометр ATIC был первым баллонным или космическим экспериментом в области космических лучей, включившим в себя такой высоко-сегментированный кремниевый детектор, и он продемонстрировал свои преимущества с такой очевидностью, что потом был использован в целом ряде более поздних проектов других спектрометров.

## 2.2 Конструкция спектрометра

К 1999 году была выбрана окончательная конфигурация спектрометра ATIC и создан работоспособный прототип прибора [283]. Общая концепция спектрометра и его конструкция описаны в статье [20]. Полетная конфигурация спектрометра ATIC включает в себя матрицу кремниевых детекторов, графитовую мишень, прослоенную сцинтиляционными гадоскопами, и полностью активный координатно-чувствительный BGO-калориметр. Схема прибора приведена на рис. 2.3 (вид сбоку), на рис. 2.4 показан ATIC в стартовой позиции.

## 2.2.1 Кремниевая матрица

Конструкция кремниевой матрицы и основные ее характеристики подробно описаны в докладе [17] и в статье [21].

Матрица кремниевых детекторов состоит из 4480 отдельных кремниевых детекторов, называемых кремниевыми пикселями. Отдельные пиксели объединены по 4 штуки в блоки, называемые падами (рис. 2.5). Каждый четырех-пиксельный пад изготавливается из одного цельного диска сверхчистого кремния толщиной 380 мкм, диаметром 10 см. Заготовки изготовлены компанией Wacker Siltronics, Германия. Из одной заготовки получается три пада. Активная площадь одного кремниевого пикселя составляет  $1.945 \times 1.475 \text{ см}^2$ . Каждый кремниевый детектор представляет собой p-i-n диод с резким p-n-переходом. Общий для всех четырех пикселов контакт создается с одной стороны пластины путем диффузии ионов фосфора ( $n^+$ -область), в то время как отдельные пиксели получаются путем имплантации бора с другой стороны пластины ( $p^+$ -области). Номинальная емкость каждого пикселя составляет 90 пФ. Напряжение запирания (полного обеднения) детектора не превышает 80 В, в то время как рабочее напряжение детектора составляет 100 В. Детекторы в паде размещаются на керамической плате. Пады объединяются в леддеры, по 28 штук в каждом (см. рис. 2.5 и рис. 2.6). Каждый леддер представляет собой плату длиной 109 см и шириной 6.634 см. Леддеры размещены в четырех слоях, по 10 леддеров в одном слое (рис. 2.6). В слоях леддеры размещены таким образом, что в совокупности кремниевые детекторы полностью закрывают площадь  $99.2 \times 111.2 \text{ см}^2$  с частичным перекрытием, доля которого составляет около 15% общей рабочей площади. Как видно из рис. 2.6, все четыре плоскости разбиваются на две пары, в каждой из которых расстояние между плоскостями детекторов составляет 0.16 см. В каждой из таких пар кремниевые детекторы располагаются «лицом друг к другу».

При нормальном падении однозарядная частица выделяет около 120 кэВ энергии, что соответствует 20-му–40-му каналу АЦП (разным пикселам соответствует разное усиление счетного тракта, которое является объектом калибровки). Сигнал с кремниевой матрицы снимается и оцифровывается 16-канальным 16-битным чипом ASIC (Application Specific Integrated Circuit). Использование усилителя с динамическим диапазоном масштаба нескольких тысяч позволяет надежно измерять заряды частиц от протона до приблизительно цинка ( $Z = 30$ ). Фактически, чтобы измерения для однозарядных частиц начинались в линейном участке характеристики усилителя, измеряется сумма сигнала АЦП и пьедестала, который соответствует 1000–3000 каналу АЦП (для разных каналов пьедесталы могут различаться). Некоторой проблемой является то, что пьедесталы

являются довольно чувствительными к изменению температуры, поэтому в полете все пьедесталы для электроники кремниевой матрицы промерялись каждые 6 минут в специальных тестовых измерениях (рис. 2.7). При обработке данных используется текущее значение пьедестала.

## 2.2.2 BGO калориметр

Калориметр состоит из кристаллов сцинтиллятора – германата висмута ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  – BGO), 7.13 г/см<sup>3</sup>, каждый размером  $25 \times 2.5 \times 2.5$  см<sup>3</sup>. Кристаллы размещены слоями по 40 кристаллов в каждом слое, так что каждый слой имеет форму квадрата  $50 \times 50$  см<sup>2</sup>. В соседних слоях кристаллы ориентированы во взаимно перпендикулярных направлениях, что позволяет получать координатную информацию о развитии каскада. В разных полетах спектрометра ATIC калориметр содержал 8 или 10 слоев сцинтиллятора. В полете ATIC-2, который наиболее важен для настоящей диссертации, калориметр содержал 8 слоев кристаллов BGO. Глубина 8-слойного калориметра по вертикали составляет 17.9 каскадных единиц и 0.91 ядерного пробега протона.

Каждый кристалл просматривается фотоумножителем Hamamatsu R5611. Для того, чтобы перекрыть большой динамический диапазон энерговыделений в кристалле (примерно от 1 МэВ до 16 ТэВ), сигнал снимается с трех различных динодов фотоумножителя, что дает три диапазона чувствительности, каждый из которых отличается от соседнего по усилению в 30–50 раз (эти числа несколько отличаются для разных ФЭУ и являются объектом калибровки). Аппаратура спектрометра записывает результат оцифровки сигнала ФЭУ плюс электронный пьедестал. В отличие от электроники кремниевой матрицы, пьедесталы электроники BGO калориметра невелики по сравнению с измеряемым сигналом и отличаются стабильностью амплитуды. В полете они промерялись один раз в час, и в окончательной обработке данных использованы пьедесталы, усредненные по всему полету. On-line калибровка пьедесталов на текущее значение не имела практического смысла. Напротив, коэффициент усиления счетного тракта BGO обладает довольно высокой термочувствительностью (в отличие от счетного тракта кремниевой матрицы), и коррекция температурной зависимости коэффициентов усиления BGO калориметра потребовала значительных усилий (см. Гл. 4). Для оцифровки сигналов BGO калориметра использовались 12-разрядные АЦП.

### **2.2.3 Сцинтилляционные гадоскопы и графитовая мишень**

В полетной конфигурации углеродная мишень была представлена тремя слоями графита плотностью  $1.7 \text{ г}/\text{см}^3$ , толщина каждого слоя 10 см. Такая мишень соответствует 1.2 радиационных каскадных единиц и 0.75 ядерной длины пробега для протона.

Три стриповых сцинтилляционных гадоскопа расположены тремя слоями над мишневым блоком (S1), между его средним и верхним слоями (S2), а так же между мишенью и верхней поверхностью калориметра (рис. 2.3). Гадоскопы изготовлены из брусков (стрипов) пластического сцинтиллятора Bicron BC-408 сечением  $2 \times 1 \text{ см}^2$ . Сцинтилляторы каждого гадоскопа расположены в двух слоях, где ориентированы во взаимно перпендикулярных направлениях. Один из слоев сцинтилляторов показан на рис. 2.9. Геометрия гадоскопов и мишени образует перевернутую усеченную пирамиду с углом наклона боковой грани около  $24^\circ$ . Всего в систему сцинтилляционных гадоскопов входит 202 сцинтилляционных стрипа, которые для верхнего, среднего и нижнего гадоскопов имеют длину соответственно 88.2 см, 74.2 см, 52.4 см. Число стрипов для гадоскопов S1, S2, S3 составляет, соответственно, 84, 70, 48.

Сцинтилляционные гадоскопы служат для формирования претриггера событий, а самый верхний слой верхнего гадоскопа используется еще и как дополнительный детектор заряда (см. Гл. 5). Для того, чтобы уменьшить зависимость световогохода из-за поглощения света при распространении в длинном стрипе, сигналы считаются с двух торцов фотоумножителями Hamamatsu R5611. В каждом ФЭУ сигналы считаются с двух различных динодов, что дает два канала с различной чувствительностью.

### **2.2.4 Электроника и система сбора данных**

Считывающая электроника и бортовая система сбора данных описаны в статье [14]. Электроника считывания использует коммерческие электронные платы, которые были проверены в ЦЕРНе. Схема считывания изображена на рис. 2.10 $a$  и включает следующие блоки: DIM, который обеспечивает связь между DCU-компьютером и цепочкой считывания сигнала; ACLB, который взаимодействует с триггерной логикой, контролирует считывание сигналов с детекторов и обеспечивает спарсификацию данных (т.е. прореживание потока данных путем отсечки шумов), и FEM, который использует ASIC-чипы для чтения и оцифровки детекторных сигналов, включает светоизлучающие и зарядовые импульсные калибровочные устройства и устройства, которые формируют триггерные сигналы. Для кремниевой матрицы работа FEM-электроники разделена между «материнскими

платами», которые включают разработанные для ATIC-эксперимента CR-1 ASIC-чипы и «grandmother boards», которые включают 16-битовые мультиплексируемые АЦП.

Полетная система сбора данных и управления спектрометром контролирует полетные операции, включая прием и обработку получаемых с Земли команд, сбор и архивирование бортовых данных, передачу на Землю части зарегистрированных событий от ГКЛ и части информации о состоянии спектрометра. Она состоит из четырех модулей, предназначенных для конкретных контрольных операций, таких как контроль системы питания и параметров среды внутри гондолы, архивирование собранных данных и телеметрия, контроль работы детекторов, полетный контроль. Все модули работают под управлением операционной системы реального времени QNX, которая работает в стандарте POSIX.

Программное обеспечение различных модулей взаимодействует внутри гондолы через внутреннюю сеть ETHERNET, используя посылку сообщений по схеме клиент-сервер. Программное обеспечение запускается событиями, где под событиями понимаются триггеры от частиц, временные запреты, команды и сообщения. Информация записывается на борту на жесткий диск. Небольшая часть данных может быть также передана на Землю со скоростью 4 кбайт/с, когда доступна связь через систему спутников TDRSS. Наземная система состоит из трех основных компонент (рис. 2.10б): NIDS, DMON и DAW. NIDS обеспечивает первичное взаимодействие как с наземной управляющей системой для посылки команд и приема статусной информации о спектрометре, расположенной в штате Техас, так и с выносным центром управления, расположенным в Мак-Мёрдо в Антарктиде.

Сразу после старта и в течение первых суток полета ATIC управляется из центра NSBF ROCC. В течение этого времени LOS-телеметрия (связь в пределах видимости) позволяет передать на Землю значительную часть данных, проанализировать и оценить характеристики и настройку спектрометра. Если изменения необходимы, то соответствующие команды могут быть посланы немедленно. Мониторинг этих данных производится практически в реальном времени в DMON, и он-лайн анализ осуществляется DAW. Обмен данными между NIDS и DAW или DMON обеспечивается RPC (REmote Procedure Call) интерфейсом. В то время, как NIDS является компьютером, работающим под управлением операционной системы QNX, RPC-клиенты доступны большинству платформ. Поэтому институты, входящие в колаборацию ATIC, могут взаимодействовать с DMON/DAW на любой платформе, которая для них удобнее. Еще до потери LOS-связи управление передается NSFB OCC, где идентичный NIDS в Техасе используется в остальной период времени. Кроме того, NIDS-модули могут взаимодействовать

через Интернет между Техасом и Мак-Мёрдо. Это позволяет осуществлять мониторинг спектрометра в обоих местах и обеспечивать дублирование.

## 2.3 Испытание спектрометра на пучке в CERN

В сентябре 1999 года ATIC был помещен в пучок H<sub>2</sub> протонного синхротрона SPS (Super Proton Synchrotron) в CERN, и были собраны данные на пучках протонов, электронов и пионов с энергиями от 100 до 375 ГэВ. Результаты пучкового теста описаны в статье [25]. Между пучковыми сеансами, для целей калибровки аппаратуры, ATIC собирал события от мюонов космических лучей. Для амплитудной калибровки спектрометра использовались методики мюонной калибровки, описанные в главах 3–5, с рядом упрощений. В конфигурации прибора, использованной в пучковом teste, калориметр был представлен 10 слоями BGO-кристаллов, вместо 8 слоев в полетах ATIC-1 и ATIC-2. В полетах ATIC-1 и ATIC-2 не было возможности разместить все 10 слоев из-за ограничений по весу, которые не были запланированы в полной конфигурации прибора<sup>1</sup>. Однако, проведенного теста с 10-слойным калориметром достаточно для уверенности в понимании работы прибора и с восемью слоями в калориметре. Кремниевая матрица в пучковом teste была представлена единственным леддером, расположенным по центру апертуры, однако пучок частиц пропускался, в том числе, и через этот леддер. За исключением мюонов космических лучей, когда триггер вырабатывался самим прибором ATIC (использовался стандартный полетный претриггер, вырабатываемый системой сцинтиляционных гадоскопов), в пучковом teste регистрация события запускалась внешними сцинтиляционными счетчиками и триггерной электроникой (предоставленной NASA/GSFC<sup>2</sup>) для гарантии прохождения в точности одной первичной частицы в каждом событии спектрометра.

Проверка спектрометра на пучке была первым большим тестом, предназначенным для проверки оборудования и программного обеспечения ATIC. Вторым тестом был тестовый полет ATIC-1 вокруг южного полюса. Пучковый тест имел также некоторые другие цели, такие, как определение энергетического разрешения и эффективности регистрации. Так как тестовые пучки могут обеспечить энергию протонов лишь до нескольких сотен ГэВ, что на два порядка меньше предельной энергии, которую может зарегистрировать ATIC, то изучение поведения инструмента при более высоких энергиях нужно проводить с использованием симуляции методом Монте Карло. Сравнивая результаты симуляции с

---

<sup>1</sup>В полете ATIC-4 в калориметре было 10 слоев кристаллов BGO, как и планировалось в исходной конфигурации прибора

<sup>2</sup>GSFC – Goddard Space Flight Center.

измерениями при доступных тестовых энергиях, можно проверить точность симуляции и дать оценку точности симуляции при более высоких энергиях.

В течение одной недели тестов на пучке, ATIC собрал протонные данные при энергиях 150 и 375 ГэВ в сетке, покрывающей большую часть калориметра, при зенитных углах  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  и  $30^\circ$ . Дополнительно, были получены данные для  $\pi^-$ -мезонов с энергией 150 ГэВ, проходящих через центр калориметра под углами  $0^\circ$  и  $30^\circ$ . Для электронов данные были собраны для энергий 100, 150 и 300 ГэВ для тех же координат и углов, что и в протонных сеансах.

Сравнение измеренного энерговыделения для электронов и ожидаемого энерговыделения на основании симуляции дает возможность проверить абсолютную энергетическую калибровку. Результаты измерения на пучке для 150 ГэВ и 300 ГэВ электронов с нормальным падением на калориметр показаны на рис. 2.11. Для 150 ГэВ электронов энерговыделение в калориметре составляет 91% исходной энергии и разрешение 2%; для 300 ГэВ электронов, соответственно, 92% и 3%. Под разрешением здесь понимается отношение среднего энерговыделения к стандартному отклонению от среднего для функции распределения энерговыделений. Симуляция с использованием различных систем (GEANT3, GEANT4, FLUKA), для первичной энергии 300 ГэВ предсказывает энерговыделение 92% и немного лучшее разрешение. Лучшее разрешение в симуляции является результатом идеализации условий, таких, как идеальная оцифровка аналоговых сигналов, идеальная калибровка, отсутствие шумов.

Протонные данные собирались в основном для энергий 150 ГэВ и 375 ГэВ. На рис. 2.12 показаны распределения энерговыделения для 150 ГэВ и 375 ГэВ протонов, падающих под углом  $30^\circ$  и симуляция энерговыделений (система GEANT3, генератор событий FLUKA [284]). Отбор событий должен был имитировать претриггер и мастер-триггер прибора, но в реальности критерий отбора событий в пучковом teste несколько отличался от триггеров, использованных в полетах (в полетах использовалось несколько разных триггеров). Впрочем, отличия были не настолько существенными, чтобы заметно исказить общую картину.

Для протонов симуляция достаточно хорошо воспроизводит функцию отклика и энергетическое разрешение. Средние продольные профили каскадов (каскадные кривые) для 150 ГэВ протонов и 150 ГэВ электронов показаны на рис. 2.13 Для протонов симуляция точно воспроизводит каскадную кривую, указывая на утечку части энергии каскада из калориметра. Симулированная каскадная кривая для электронов растет немного быстрее, чем экспериментальная кривая. Это произошло из-за более высокой плотности гра-

фита в симуляции, чем в реальном инструменте, что привело к завышению толщины графита на 0.36 радиационных единиц (в последующих симуляциях, уже для различных полетных конфигураций прибора – ATIC-1, ATIC-2, ATIC-4 – этот недочет был исправлен). Без этой разницы нарастание каскадной кривой было бы немного более медленным, так как ливень развивался бы несколько глубже в калориметре. Это различие много менее важно для протонов, так как в этом случае взаимодействие происходит в мишени глубже, и большая часть частиц электромагнитного ливня не проходит существенного расстояния в графите.

В целом, тесты на пучке показали, что симуляция с достаточно хорошей точностью описывает работу спектрометра при энергиях падающих частиц от 150 ГэВ до 375 ГэВ, следовательно можно предполагать, что симуляцию можно использовать для понимания работы прибора при более высоких энергиях.

## 2.4 Научные события и реконструкция траектории первичной частицы

На рис. 2.14 показаны «портреты» нескольких событий с разными энерговыделениями и разными первичными частицами. Левая группа панелей в каждом событии представляет вид сверху на кремниевую матрицу, два вида сбоку на сцинтилляционные гаммоскопы и калориметр, каскадную кривую по данным калориметра (энерговыделение в каждом слое калориметра) и некоторую техническую информацию о событии (энерговыделение в калориметре, найденный заряд и др.). В правой группе панелей синие гистограммы показывают поперечную структуру ливня по данным сцинтилляционных гаммоскопов, красные гистограммы показывают поперечную структуру ливня по данным калориметра. Энерговыделения в калориметре приведены в ГэВах, в кремниевой матрице и в сцинтилляционных гаммоскопах – в МПРах. Для построения подобных картинок должна быть, естественно, проведена амплитудная калибровка всех детекторов, переводящая цифровые сигналы ADC-конвертеров в энерговыделения детекторов, которая подробно описана в главах 3, 4, 5.

Важнейшим этапом обработки каждого события является реконструкция траектории первичной частицы. Реконструкция траектории проводится в три шага.

На первом шаге траектория восстанавливается только по энерговыделениям в координатно-чувствительном BGO-калориметре. Каждая из проекций траектории – в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  – восстанавливается независимо, с использованием сигналов со-

ответствующим образом ориентированных кристаллов калориметра. Каждый из слоев калориметра дает информацию только об одной координате – для той оси, которая ориентирована перпендикулярно ориентации кристаллов в плоскости. Каждая из проекций траектории в конфигурации ATIC-2 восстанавливается по четырем точкам, соответствующим четырем одинаково ориентированным слоям кристаллов.

Первое, что делается для реконструкции каждой из проекций траектории – это определение «симметризованного центра тяжести» в каждом из слоев кристаллов калориметра. Для этого, во-первых, каждая пара 25 см-кристаллов, расположенных торцами в стык друг к другу, объединяется в один «логический» кристалл длиной 50 см, и для каждого такого логического кристалла определяется полное энерговыделение, равное сумме энерговыделений каждой из половинок. Затем среди всех логических кристаллов одной плоскости ищется кристалл с максимальным энерговыделением. Если такой кристалл оказывается на краю плоскости, процесс обрывается, и считается, что частица вышла за границы калориметра, событие является внеапертурным. Такие события не обрабатываются. В противном случае в плоскости калориметра выделяется максимальное количество кристаллов, симметрично расположенных по обе стороны от кристалла с максимальным энерговыделением (всего таких кристаллов, включая и кристалл с максимальным энерговыделением, будет не меньше трех). По всем таким кристаллам определяется центр тяжести энерговыделения. Полученная координата и есть симметризованный центр тяжести.

С использованием математической модели спектрометра, разработанной с использованием пакета GEANT-4 [285, 286], были определены ожидаемые стандартные отклонения симметризованных центров тяжести в плоскостях калориметра от истинной траектории. Эти отклонения зависят от величины энерговыделения в слое калориметра (в каждом слое по-своему), и эти стандартные отклонения путем симуляции были прокалиброваны относительно величины энерговыделения в каждом слое. При поиске симметризованного максимума для каждого слоя калориметра определяется и энерговыделение в слое, и с использованием этой величины, по данным симуляции, определяется ожидаемое стандартное отклонение симметризованного максимума от истинной траектории. Затем, с использованием этих ожидаемых отклонений в качестве весовых коэффициентов, обычным образом вычисляется величина  $\chi^2$ , минимизацией которой и получается оценка параметров проекции траектории. Такая процедура проводится для каждой из проекций траектории  $XZ$  и  $YZ$ .

На выходе процедуры получается значение  $\chi^2$  на одну степень свободы, которое вы-

Таблица 2.1: Точность восстановления траектории и средний размер области поиска заряда для событий с разными энергиями.

$E_d$ , ГэВ	$\sigma_X$ , см	$\sigma_Y$ , см	Область поиска $\Delta X, \Delta Y$ , см
$> 10$	10.3	9.6	$\pm 30$
$> 100$	4.6	4.6	$\pm 14$
$> 1000$	2.7	3.2	$\pm 9$

числяется для обеих проекций сразу, что позволяет оценить качество реконструкции траектории и использовать этот параметр в дальнейшей обработке (для селекции событий или в иных целях). Кроме того, процедура дает координаты точки пересечения траектории с кремниевой матрицей и коридор ошибок для положения этой точки (стандартные отклонения  $\sigma_X$  и  $\sigma_Y$ ). На этом кончается первый шаг в процедуре реконструкции траектории.

На втором шаге алгоритма коридор ошибок используется для поиска сигнала первичной частицы в кремниевой матрице. Фактически, для поиска используется коридор, определяемый утроенными стандартными отклонениями коридора ошибок, и максимальный обнаруженный в этой области сигнал кремниевой матрицы принимается за сигнал от первичной частицы (см. детали методики определения заряда в Гл. 3). На рис. 2.14 показаны проекции реконструированной траектории и полный коридор ошибок для поиска заряда (прямоугольник в кремниевой матрице). На этих же рисунках ромбиком выделен найденный заряд первичной частицы, а треугольником – максимальный сигнал в кремниевой матрице, который может как совпадать, так и не совпадать с сигналом первичной частицы. Если максимальный сигнал не связан с первичной частицей, то он, скорее всего, связан с частицами, рассеянными в обратном направлении (обратные токи). На рис. 2.15 для трех различных диапазонов энергий показаны экспериментальные распределения расстояний вдоль оси  $X$  от восстановленной оси ливня до пикселя с максимальным зарядом в коридоре ошибок. Видно, что ширина этого распределения уменьшается с ростом первичной энергии частицы, так как влияние флюктуаций в разлете ядерных частиц на поперечную структуру ливня с ростом энергии уменьшается. Среднеквадратичные ошибки этого распределения по каждой из координат,  $\sigma_X$  и  $\sigma_Y$ , и средние значения величины коридора поиска ошибок,  $\pm 3\sigma$ , приведены в табл. 2.1.

На третьем шаге реконструкции траектории проводится ее уточнение. Процедура выглядит точно так же, как и процедура первого шага, но дополнительно требуется, чтобы

траектория прошла через центр пикселя кремниевой матрицы, в котором был найден сигнал первичной частицы. Такое уточнение требуется для возможно более точного определения косинуса зенитного угла траектории, который используется в окончательном определении заряда первичной частицы.

## 2.5 Полеты спектрометра ATIC

Спектрометр ATIC совершил четыре антарктических полета, стартуя со станции Мак-Мёрдо: ATIC-1 (28.12.2000–13.01.2001), ATIC-2 (29.12.2002–18.01.2003), ATIC-3 (19.12.2005), ATIC-4 (26.12.2007–15.01.2008). Третий полет оказался неудачным из-за повреждения оболочки аэростата на старте и был управляемым образом прерван спустя три часа после старта. Спектрометр при посадке существенно не пострадал. Траектории полетов ATIC-1, ATIC-2 и ATIC-4 вокруг Южного полюса показаны на рис. 2.16.

Баллонные эксперименты, расчетанные на длительный полет, требуют предварительного тестового полета для проверки работы оборудования. Первоначально короткий тестовый полет спектрометра ATIC предполагалось провести в конце 2000-го года из форта Самнер, Нью-Мексико. Обстоятельства, однако, позволили НАСА разрешить провести первый тестовый полет в Антарктиде, со станции Мак-Мёрдо, в стандартном режиме длительного полета вокруг Южного полюса. Именно поэтому первый тестовый полет ATIC продолжался целых 15 дней. Анализ телеметрии и данных первого тестового полета показал, что основная часть аппаратуры работала нормально, но были выявлены и некоторые отклонения. Основная часть проблем была связана с работой сцинтилляционных гадоскопов, которые используются, в частности, для выработки основного претриггера событий. Это приводило к некоторым аномалиям в выработке претриггера, кроме того, часть событий была потеряна из-за того, что не работали некоторые ФЭУ сцинтилляторов. Хотя основную часть проблем удалось устранить ко второму полету ATIC, но природа некоторых аномалий работы аппаратуры ATIC-1 была понята не сразу, данные тестового полета ATIC-1 обрабатывались, и было опубликовано несколько статей с физическими результатами [287, 288, 289, 290, 291, 292, 293]. Часть результатов оказалась ошибочной, в частности – вывод об одинаковом наклоне спектров протонов и гелия, сделанный в работах [290, 292], неверен (см. детали в приложении А).

Второй полет спектрометра, ATIC-2, был первым научным полетом. После достижения аэростатом проектной высоты сбор данных почти непрерывно продолжался около 450 часов (за исключением промежутка длительностью около 20 часов между 385-м и

405-м часом полета, когда прибор был выключен). Однако первые 155 часов не удавалось стабилизировать один из высоковольтных конвертеров (S1S3-1), питающих сцинтилляционные гамма-детекторы. После снижения на нем напряжения с 900 В до 600 В работа конвертера стала стабильной, и последние 300 часов полета (т.е. две трети всего полетного времени) аппаратура работала безупречно. Именно на этом участке основаны результаты, рассматриваемые в данной диссертации. Полное полетное время, использованное для получения физических результатов, составило 11.7 суток.

После неудачного третьего полета ATIC (повреждение оболочки аэростата), четвертый полет, ATIC-4, стал вторым научным полетом. Этот полет оказался удачным лишь частично. Послеполетный анализ данных показал, что претриггер спектрометра работал не вполне корректно подавляющую часть времени полета. Это приводило к тому, что возрастала вероятность пропуска событий из-за перегрузки одного из блоков питания, причем этот эффект наиболее заметен для ядер тяжелее водорода. Причина отклонений в работе претриггера в полете ATIC-4 оказалась сходной в основных чертах с таковой для полета ATIC-1. Общая природа проблем в работе аппаратуры ATIC-1 и ATIC-4 была окончательно понята уже после завершения всех полетов ATIC, и было показано, каким образом ошибки могут быть скорректированы, и как с использованием данных ATIC-1 и ATIC-4 могут быть получены правильные спектры ядер. Однако для получения правильных спектров события ATIC-1 и ATIC-4 должны быть подвергнуты очень жесткой селекции, из-за чего окончательная статистика получается очень низкой, и результаты по ядрам полетов ATIC-1 и ATIC-4 не представляют самостоятельного научного интереса, хотя и подтверждают корректность измерений в полете ATIC-2. Детали, связанные с анализом аномалий работы аппаратуры ATIC-1 и ATIC-4 и их коррекцией, рассматриваются в приложении А.

Однако аномалии в работе претриггера, которые не позволили в полетах ATIC-1 и ATIC-4 хорошо измерить спектры ядер, не помешали провести корректные измерения спектров электронов. Это стало возможно, так как электронные события загружают аппаратуру спектрометра гораздо слабее, чем ядерные, а причиной аномалий в работе аппаратуры стали именно некоторые виды ее перегрузки (см. приложение А). Поэтому спектры электронов были корректно измерены во всех трех успешных полетах ATIC и дали важные научные результаты [8, 9, 10, 11, 12, 13], однако данные, относящиеся к спектру электронов, как уже отмечалось, в настоящей диссертации не обсуждаются.

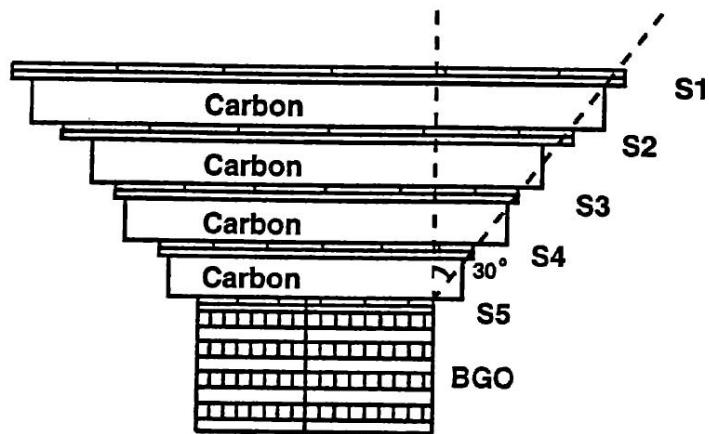


Рис. 2.1: Один из первых эскизных проектов спектрометра ATIC, 1995 г. [278].

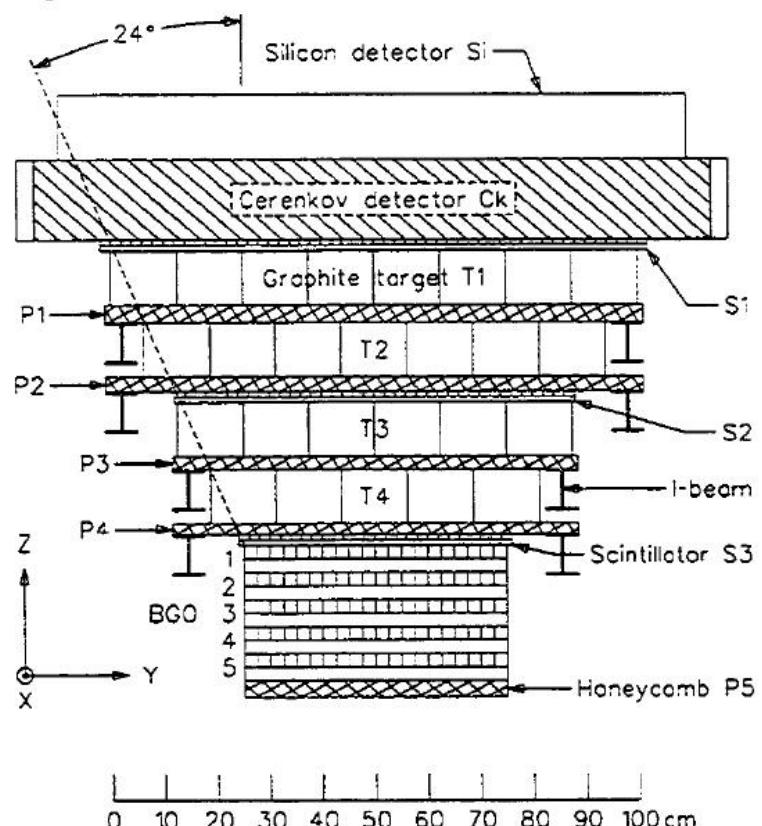


Рис. 2.2: Эскизный проект спектрометра ATIC 1996 г. [280].

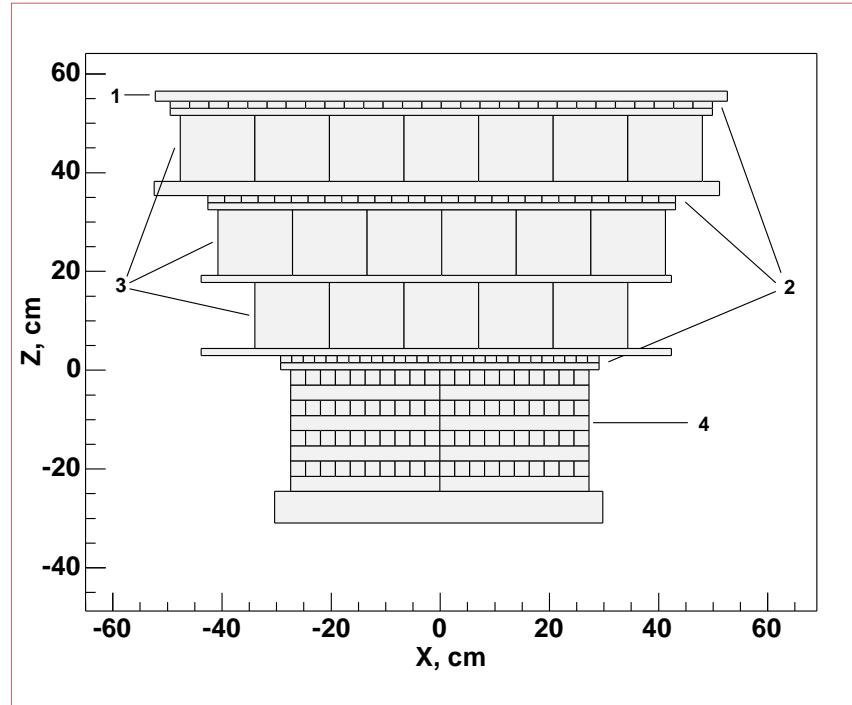


Рис. 2.3: Схема спектрометра ATIC: 1 – кремниевая матрица, 2 – сцинтилляционные гадоскопы (сверху вниз: слои S1, S2, S3); 3 – графитовая мишень; 4 – ионизационный BGO-калориметр. Конфигурация калориметра (8 слоев) соответствует полетам ATIC-1 и ATIC-2. В полете ATIC-4 было 10 слоев кристаллов BGO.

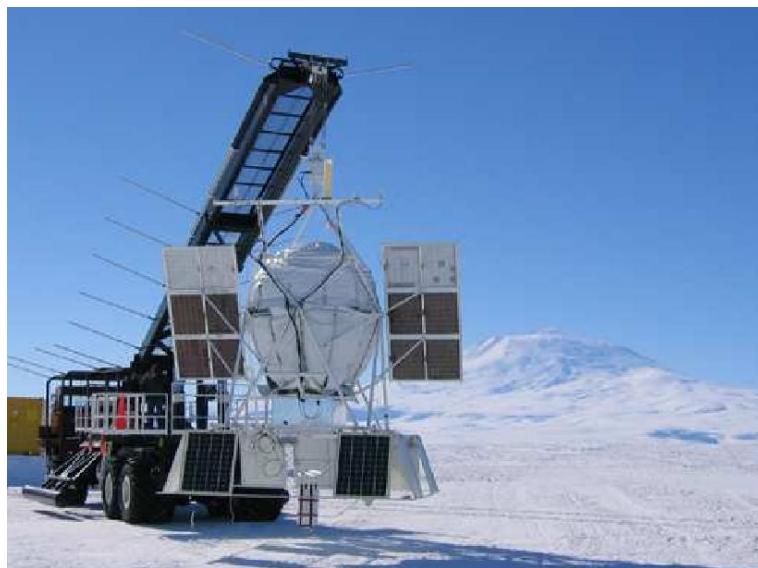


Рис. 2.4: ATIC в стартовой позиции.

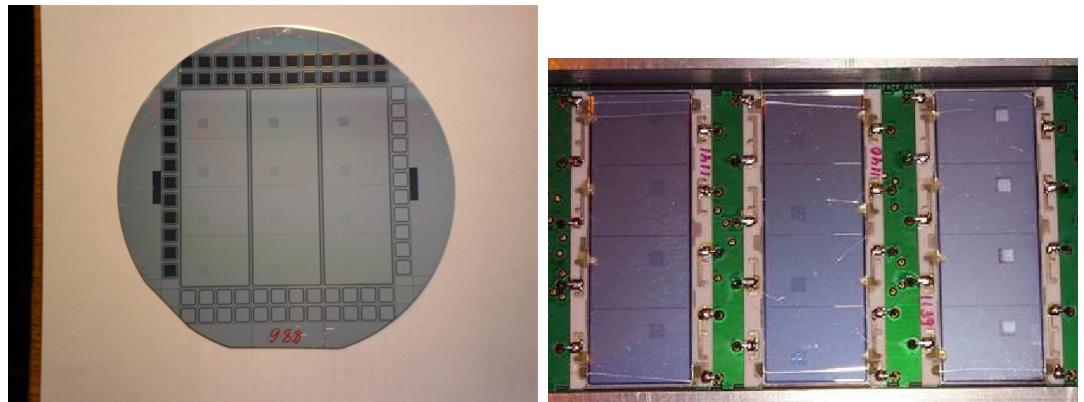


Рис. 2.5: Слева: Кремниевый диск с заготовкой для трех падов. Справа: Участок леддера с тремя падами по четыре кремниевых пикселя в каждом.

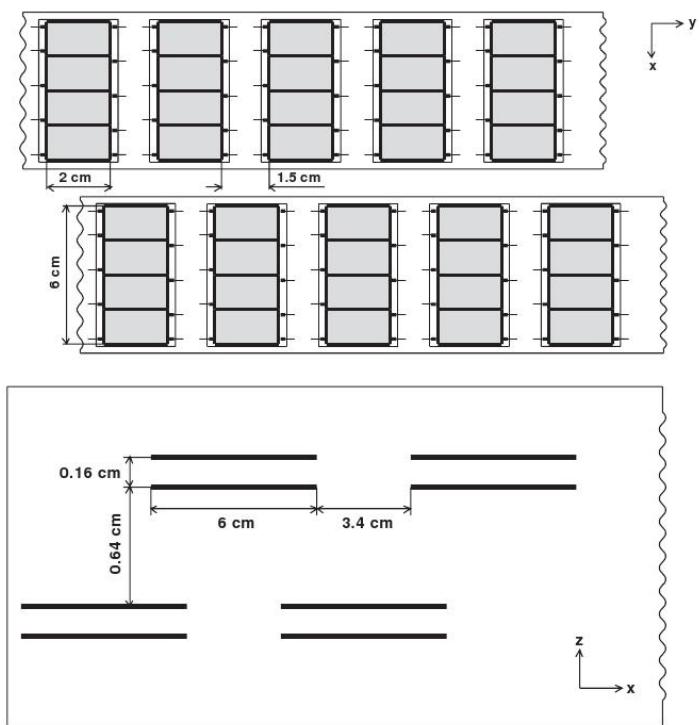


Рис. 2.6: Размещение леддеров в слоях кремниевой матрицы.

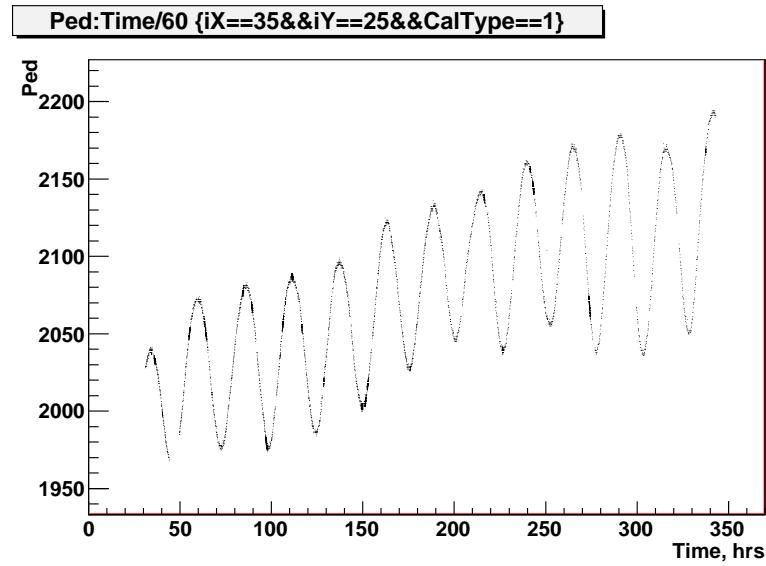


Рис. 2.7: Зависимость пьедестала одного из кремниевых пикселов от времени. Пикселью отвечает адрес  $X = 35, Y = 25$  в кремниевой матрице. Колебания и тренды величины пьедестала отвечают суточным колебаниям температуры прибора и ее долговременным трендам.

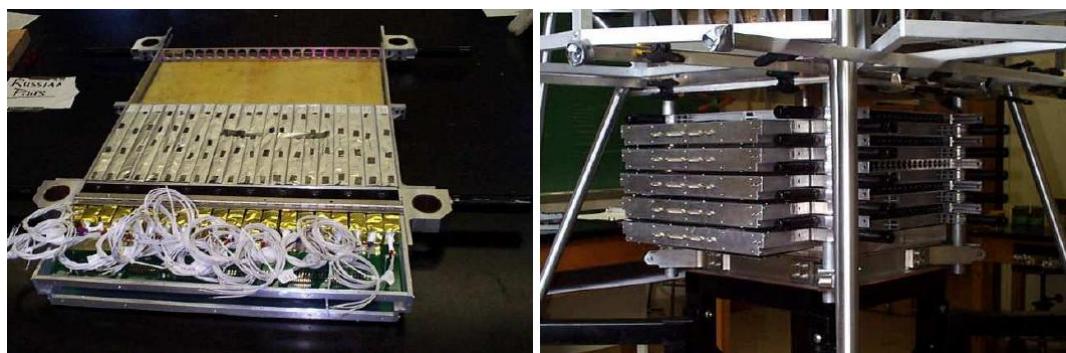


Рис. 2.8: BGO калориметр: кристаллы BGO, уложенные в один слой, калориметр - вид сбоку (установлено 5 слоев).



Рис. 2.9: Нижняя половина гадоскопа S2.

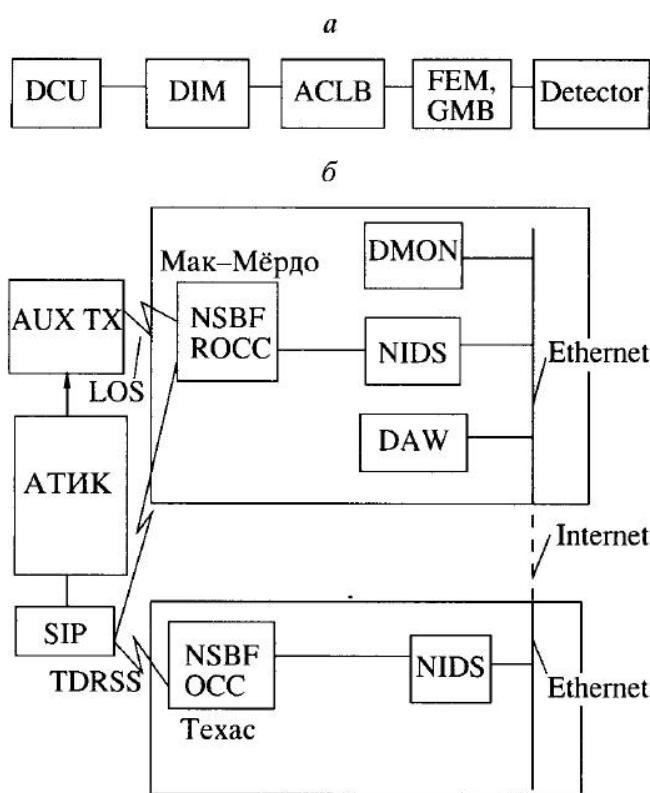


Рис. 2.10: Система сбора данных. *а* – схема считающей электроники детекторов ATIC; *б* – схема взаимодействия полетной и наземной систем сбора данных. Аббревиатуры: FEM – Front End Module; GMB – Grandmother Board; ACLB – ASIC Control Logic Board; DIM – Detector Interface Module; DCU – Detector Control Unit; NSBF – National Scientific Ballon Facility; OCC – Operation Control Center; ROCC – Remote Operation Control Center; SIP – Support Instrument Package; DMON – Data Monitor; NIDS – NSBF Interface and Disk System; DAW – Data Analysis Workstation; LOS – Line of Sight; AUX TX – Auxiliarly Transmitter.

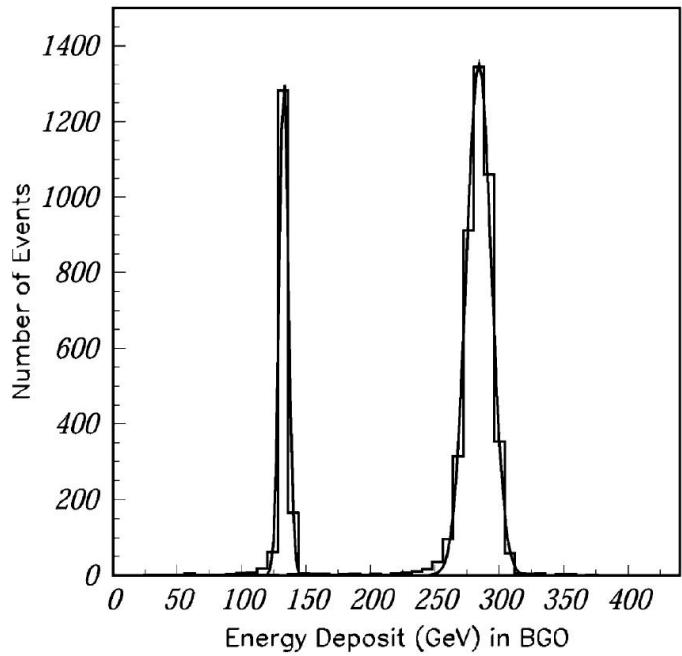


Рис. 2.11: Полное энерговыделение в BGO - калориметре для 150 ГэВ и 300 ГэВ электронов с нормальным падением на инструмент. Распределения фитированы гауссовой функцией.

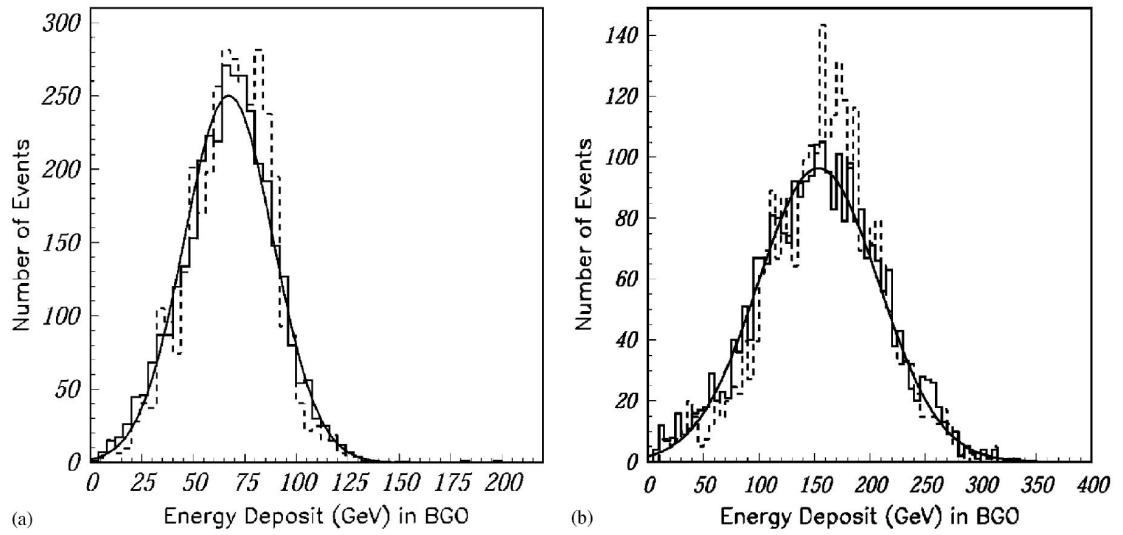


Рис. 2.12: Энерговыделение для 150 ГэВ (а) и 375 ГэВ (б) протонов, падающих под углом  $30^\circ$  (сплошные гистограммы и фит) и симуляция энерговыделений (пунктирные гистограммы).

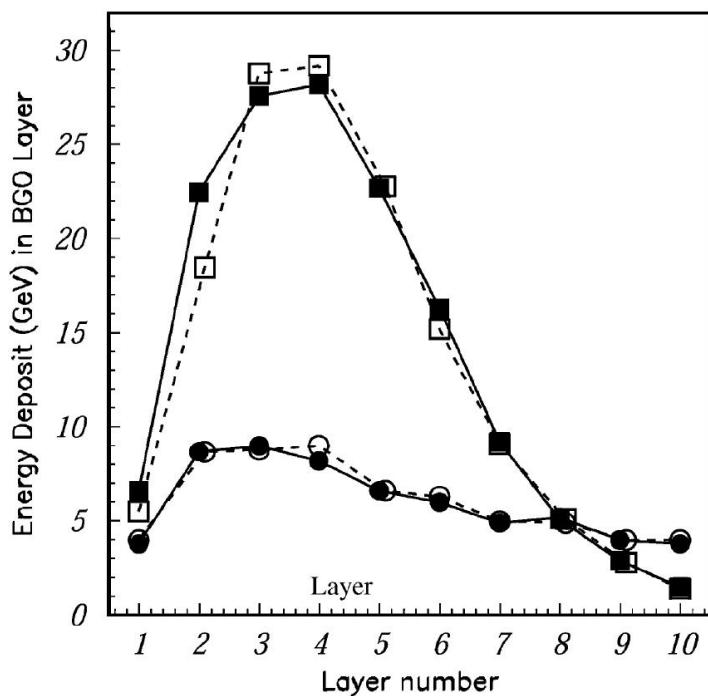


Рис. 2.13: Средние каскадные кривые для 150 ГэВ электронов (квадратики) и 150 ГэВ протонов (кружки). Экспериментальные данные – пустые маркеры, симуляция – сплошные маркеры.

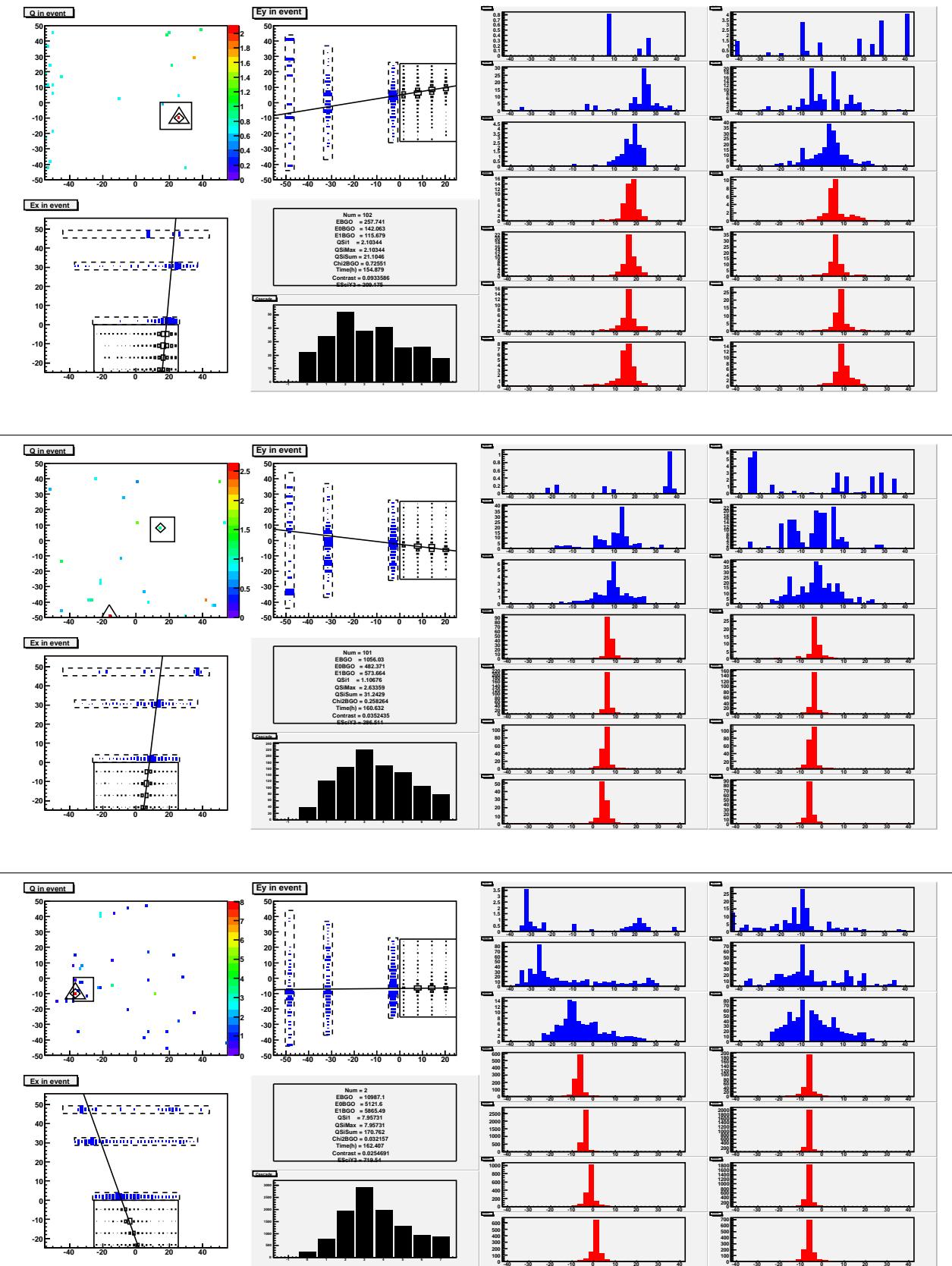


Рис. 2.14: Реконструкция событий в спектрометре. Верхняя панель: энерговыделение в калориметре 258 ГэВ, найденный заряд 2.1 (гелий). Средняя панель: энерговыделение в калориметре 1056 ГэВ, найденный заряд 1.1 (протон). Нижняя панель: энерговыделение в калориметре 10990 ГэВ, найденный заряд 7.96 (кислород).

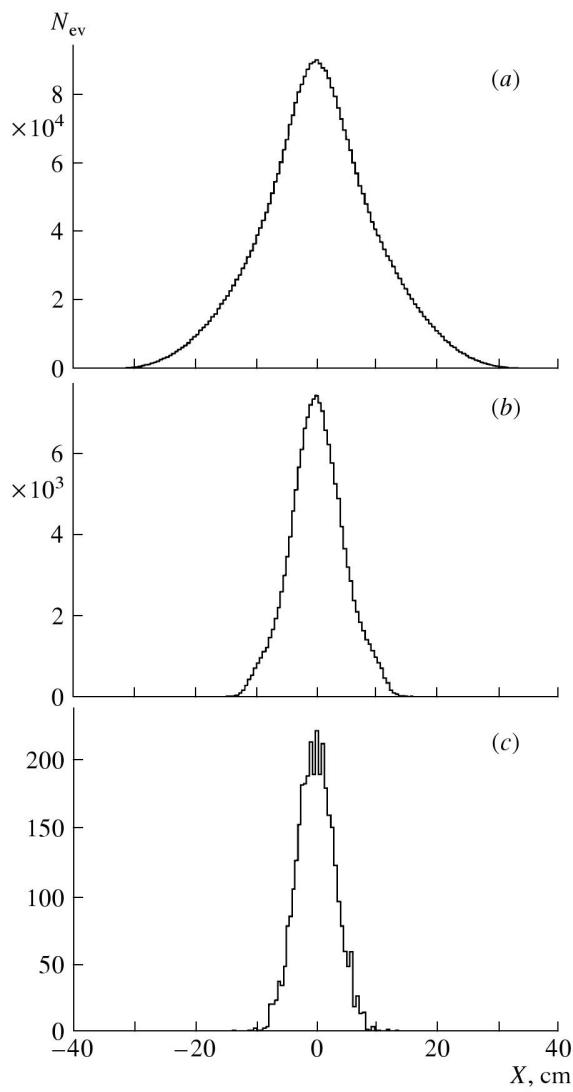


Рис. 2.15: Распределение расстояний вдоль оси  $X$  от найденной первичной частицы до реконструированной траектории.  
(a)  $E_d > 10 \text{ ГэВ}$ , (b)  $E_d > 100 \text{ ГэВ}$ , (c)  $E_d > 1000 \text{ ГэВ}$ .  
Вдоль оси  $Y$  отложено количество событий в бине распределения.

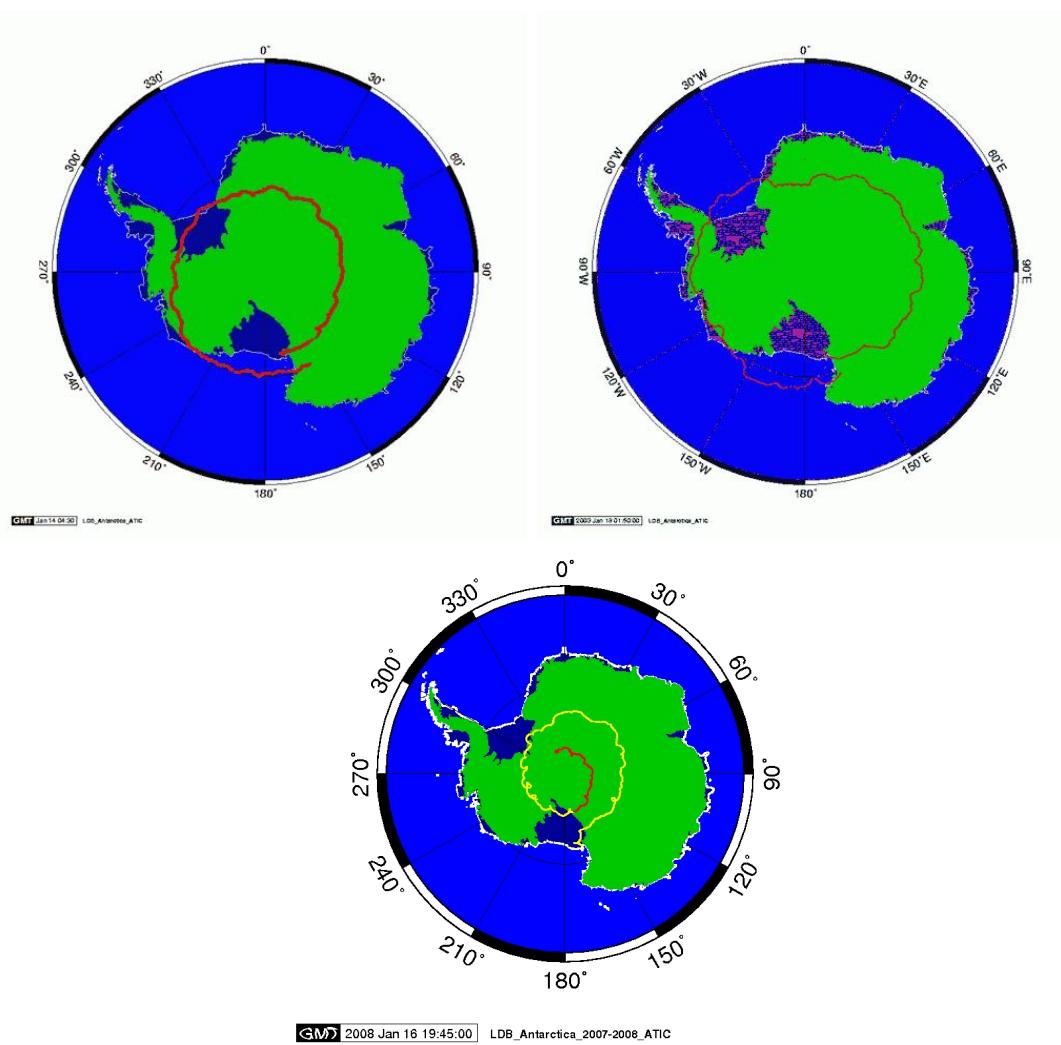


Рис. 2.16: Траектории полетов ATIC-1, ATIC-2 и ATIC-4.

## Глава 3

# Измерение зарядов первичных частиц с помощью кремниевой матрицы

Основной целью эксперимента ATIC было получение энергетических спектров ядер космических лучей с индивидуальным разрешением по заряду. Для получения такого разрешения в реальном эксперименте необходимо привести сигналы, измеренные каждым пикселом кремниевой матрицы, к единой шкале, то есть скорректировать различные усиления в различных электронных каналах и различия в толщине кремния в пикселях. На самом первом, предварительном, шаге отклики каналов были откалиброваны по предполетным мюонным данным подобно тому, как калибровался BGO-калориметр (Гл. 4) и сцинтилляционные гадоскопы (Гл. 5). Однако площадь кремниевых пикселов мала, поэтому в такой мюонной калибровке не удалось получить достаточно хорошую статистику для каждого пикселя матрицы. Калибровка получилась недостаточно точной, она позволяла уверенно разрешить только линии протонов, гелия, углерода и кислорода. Данные мюонной калибровки использовались в основном как первое приближение для проведения более точной – гелиевой – калибровки (см. раздел 3.1), поэтому здесь методика мюонной калибровки кремниевой матрицы подробно не рассматривается. Для получения реальных зарядовых спектров мюонная калибровка использовалась только в самых первых предварительных обработках результатов (см. напр. [289]), и качество спектров было довольно низким, см. рис. 3.1. Основной материал настоящей главы диссертации представлен в статьях [21, 26].

### 3.1 Гелиевая калибровка кремниевой матрицы

Гелиевая калибровка кремниевой матрицы основана на нормализации положения пика гелия в зарядовом распределении для всех пикселов кремниевой матрицы. Зарядовое распределение ниже будет называться также зарядовым спектром. Реально, положение пика в спектре для широкой зарядовой линии сложной формы, находящейся над фоном также сложной формы (высокоэнергетическое крыло линии протонов), да еще для данных с ограниченной статистикой, – понятие, определенное довольно плохо. Нужна некоторая специальная конвенция, которая разъясняет, что именно будет пониматься под положением пика в этом сложном случае. Условие, которое должно было быть выполнено, состояло в следующем. Требовалось, чтобы центр тяжести спектра для диапазона энерговыделений от 2.6 МИР до 8 МИР, измеренный каждым кремниевым пикселом, был одним и тем же. Этот диапазон соответствует зарядам от 1.6 до 2.8 зарядовых единиц и содержит основную часть линии гелия (см. рис. 3.1) Трудность этой методики состоит в том, что при нормировке сигнала кремниевого пикселя некоторым множителем, центр тяжести диапазона спектра от 2.6 МИР до 8 МИР не сдвигается в той же пропорции, а ведет себя более сложным образом. Поэтому процедура нормировки требует нескольких итераций. Калибровка проводится в два основных шага.

На первом шаге, с использованием предварительной предполетной мюонной калибровки, получаются однопиксельные зарядовые спектры для каждого пикселя кремниевой матрицы. С целью получения наилучшей статистики, для калибровки использовался весь массив научных полетных данных. Для отбора кремниевого пикселя, содержащего сигнал первичной частицы, проводилась реконструкция траектории первичной частицы, как описано в разделе 2.4, отбирался пикセル с максимальным сигналом из  $3\sigma$ -коридора ошибок траектории, и проводилась нормировка найденного энерговыделения на  $\cos \Theta$  ( $\Theta$  – зенитный угол).

Второй шаг служит для уточнения предполетной мюонной калибровки, его целью является подбор для каждого кремниевого пикселя такого дополнительного нормировочного коэффициента, чтобы поместить центр тяжести однопиксельного спектра в диапазоне энергий от 2.6 МИР до 8 МИР на значение  $E_{\text{He}}^0 = 3.9$  МИР, которое было получено симуляцией. Для каждого пикселя требуется несколько итераций для решения этой задачи. Каждая итерация состоит в следующем. Для однопиксельного спектра определяется центр тяжести  $E_{\text{He}}$ , по нему вычисляется поправочный коэффициент  $k = E_{\text{He}}^0 / E_{\text{He}}$ , старое калибровочное значение умножается на этот коэффициент, и с новой калибровкой все од-

нопиксельные спектры определяются заново, как это было сделано на первом шаге. После первой итерации новые центры тяжести спектров еще не попадают точно в значение  $E_{\text{He}}^0$ . Определяются новые поправочные коэффициенты, и процедура повторяется. Итерации быстро сходятся к значению  $E_{\text{He}}^0$  для всех кремниевых пикселов, и процесс был остановлен, когда разница  $|E_{\text{He}}^0 - E_{\text{He}}|$  для всех пикселов стала меньше 0.01 МИР. Именно с этой точностью все центры тяжести были установлены на значение  $E_{\text{He}}^0$ . Полный поправочный коэффициент к предварительной полетной калибровке находится как произведение всех частных поправочных коэффициентов, соответствующих каждой отдельной итерации.

Зарядовое разрешение, полученное с гелиевой калибровкой, представлено на рис. 3.2 и рис. 3.3. Видно, что разрешение с гелиевой калибровкой значительно лучше, чем с предполетной мюонной калибровкой (рис. 3.1), причем зарядовые спектры протонов и гелия (рис. 3.2) показывают, что разрешение не зависит от энергии. Однако разрешение в области пика железа (рис. 3.3, в) все еще низкое. Последнее обстоятельство связано с нелинейностью амплитудной характеристики счетного тракта кремниевых пикселов, которая требует дополнительной коррекции. Такая коррекция рассмотрена в разделе 3.3

## 3.2 Временная стабильность счетного тракта кремниевой матрицы

Гелиевая калибровка предполагает выполнение двух условий: (1) электроника кремниевой матрицы стабильна в течение всего полета и (2) амплитудная характеристика электронных каналов линейна. Первое предположение оказалось верным. Стабильность работы инструмента контролировалась в течение всего полета один раз в час с помощью измерений амплитудных характеристик электронных каналов. Например, на рис. 3.4 показана типичная зависимость от времени отклика канала кремниевой матрицы на одну из 27 различных амплитуд тестового калибровочного сигнала. На рис. 3.5 показано соответствующее распределение амплитуд откликов каналов на тестовый импульс. Видно, что дисперсия выходного сигнала составляет около 0.04 зарядовых единицы, и такая дисперсия мало сказывается на зарядовом разрешении.

### 3.3 Коррекция нелинейности счетного тракта для больших зарядов

Условие (2) из предыдущего раздела оказывается не выполненным. Как лабораторные, так и полетные измерения показали слабую нелинейность амплитудных характеристик, различную для различных каналов кремниевой матрицы. Наиболее существенная нелинейность имеет место в области больших зарядов:  $Z > 20$ . Так как при измерении зарядовых спектров с использованием гелиевой калибровки (раздел 3.1) коррекция нелинейности не проводилась, то зарядовый спектр в области линии железа, рис.3.3 (в), имеет низкое разрешение. Для повышения разрешения была проведена коррекция нелинейности характеристик во всем диапазоне амплитуд импульсов, отвечающим возможным физическим сигналам. Методика коррекции описана ниже.

Во время полета для кремниевой матрицы периодически выполнялись два типа калибровок. Одна из них – измерение пьедесталов индивидуальных каналов – проводилась каждые 6 мин с целью автоматической коррекции порога спарсификации, но измеренные пьедесталы также записывались в массив полетных данных для дальнейшего использования. Второй тип калибровки проводился каждый час и результаты тоже записывались для послеполетной коррекции данных. В этой калибровке, как уже было сказано, использовалось 27 амплитуд импульсов, покрывающих весь рабочий диапазон каждого канала. Амплитуды импульсов отвечали эквивалентному энерговыделению в кремниевом пикселе от 0.3 МИР до 1700 МИР. Для выполнения этой калибровки, импульс от калибровочного генератора посыпался через линию тестовых импульсов одновременно на 112 каналов к каждой материнской плате. Однако, такая стратегия имеет некоторые недостатки:

- (1) Общий импульс, посыпаемый в линию тестовых импульсов, не приносит один и тот же заряд в каждый канал кремниевой матрицы по причине как различия реальных емкостей, через которые заряд доставляется с общей шины к индивидуальным каналам, так и из-за перекрестных влияний различных каналов электроники.
- (2) Полетная тестовая линия имеет высокую емкость. Поэтому для входных импульсов высокой амплитуды передача могла быть нелинейной.

Для того, чтобы устраниТЬ эти недостатки, каждый канал был также прокалиброван в лаборатории с одной и той же тестовой емкостью, через которую тестовые импульсы передавались с калибровочного генератора на каждый канал. В этом случае каждый

канал получал одинаковый заряд. Сравнение этих импульсных характеристик с полетными импульсными характеристиками, полученными с использованием полетной тестовой линии, позволило вычислить корректирующую поправку для каждого канала.

Полная программа для коррекции полетных данных состояла в следующем:

- (1) Для получения чистых цифровых амплитуд откликов каналов на тестовые импульсы полетного калибровочного генератора, из полных исходных амплитуд импульсов вычитаются пьедесталы, которые измерялись каждые 6 мин.
- (2) Для этих импульсов, с использованием полетной калибровочной кривой, определяются сигналы, которые посыпались с полетного калибровочного генератора.
- (3) Для получения реального заряда, с использованием лабораторной калибровки при помощи тестовой емкости корректируется нелинейность полетной тестовой линии.

Этот метод, в принципе, позволяет провести коррекцию отдельно для каждой часовой полетной калибровки, но, фактически, в этом не было нужды благодаря высокой временной стабильности счетного тракта кремниевой матрицы. Поэтому была построена одна нелинейная калибровка, которая использовалась для всего полета. Типичный пример нелинейности импульсной характеристики, измеренной в полетной калибровке, показан на рис. 3.6. По оси  $Y$  отложено усиление канала в относительных единицах, по оси  $X$  отложена амплитуда импульса полетного калибровочного генератора. На рис. 3.7 показана типичная нелинейность полетной тестовой линии. Значительная нелинейность импульсной характеристики чипов CR-1 (16-канальные усилители, использованные для чтения сигналов с кремниевых детекторов) имеет место только для импульсов с амплитудой выше, чем  $\sim 10000$ . Это соответствует примерно 300 МР энерговыделения в кремниевом детекторе (заряд первичной частицы  $Z \approx 17$ ), поэтому зарядовый спектр в приближении линейной гелиевой калибровки имеет довольно хорошее качество вплоть до группы Ne-Mg-Si.

В нелинейной калибровке для построения импульсной характеристики для каждого канала отдельно выбирается два значения амплитуды  $lcut$  и  $hcut$ . Эти значения делят импульсную характеристику на три части: нижнюю, среднюю и верхнюю. В нижней части характеристики для интерполяции используется линейная функция, в средней и верхней – кубические полиномы. Таким образом, для коррекции нелинейности каждого канала по полетной калибровке, используется 12 параметров. Таким же способом выполняется второй шаг коррекции – определение реальной амплитуды, переданной на кремниевой

детектор от полетного генератора через тестовую линию. Это требует еще 12 параметров. Таким образом, всего для каждого из 4480 кремниевых пикселов для коррекции нелинейности используется 24 параметра.

### 3.4 Зарядовое разрешение: результаты

Результаты для зарядового разрешения, полученные с полной коррекцией нелинейности, показаны на рис. 3.8 для протонов и гелия и на рис. 3.9 для различных более тяжелых ядер. Сравнение с аналогичными картинками для полетной линейной гелиевой калибровки (рис. 3.2 и рис. 3.3) показывает, что разрешение улучшилось во всех группах, особенно в группе железа.

Протонный и гелиевый пики разрешены очень хорошо, более тяжелые ядра разрешены лишь частично. На этапе разработки прибора ATIC проводилась симуляция зарядового разрешения, на основании которой ожидалось, что зарядовое разрешение, в терминах стандартного отклонения гауссового профиля линии, для ядер от углерода до железа будет меняться от 0.22 до 0.26 зарядовых единиц [294]. Такая ширина зарядовых линий должна была бы обеспечить почти полное разрешение в группах CNO и Ne-Mg-Si, однако реально такое разрешение достигнуто не было (рис. 3.9).

Для определения того, какое реально было достигнуто зарядовое разрешение, был использован тот факт, что кремниевая матрица разработана с перекрытием кремниевых пикселов. Для вертикального падения частиц доля перекрытия составляет около 15% полной геометрической площади матрицы. Отбирались такие события, в которых максимальный сигнал в области поиска заряда первичной частицы сопровождается сигналом и в пикселе перекрытия. Эти два сигнала обозначаются в соответствии с их положением по высоте в матрице: QSiUp и QSiDn для верхнего и нижнего пикселов, соответственно. Распределение значений ( $QSiUp - QSiDn$ ) аппроксимировалось гауссовой функцией, и значения  $\sigma$  определялись как  $\sigma(QSiUp - QSiDn)/\sqrt{2}$ , как показано на рис. 3.10. Полученные этим способом разрешения для гелиевой калибровки и для полной нелинейной калибровки кремниевой матрицы приведены в табл. 3.1.

Видно, что для ядер начиная с неона и более тяжелых, нелинейная калибровка позволила получить существенно лучшее разрешение, чем гелиевая калибровка, тем не менее и полная нелинейная калибровка дала разрешение заметно хуже, чем ожидающиеся на этапе проектирования. Позже причина этого была понята [21]. Недостаток симуляции на этапе проектирования состоял в том, что не было учтено небольшое количество вещества

Таблица 3.1: Сравнение зарядового разрешения для разных методов калибровки кремниевой матрицы.

Метод	C	O	Ne	Mg	Si	Fe
Гелиевая калибровка	0.32	0.33	0.44	0.41	0.49	—
Полная нелинейная калибровка	0.32	0.31	0.32	0.36	0.37	0.47

ства, окружающее кремниевые детекторы. Между тем, над каждым кремниевым пикселом расположена плата из фибергласса толщиной 2 мм. При прохождении заряженной частицы через этот материал рождаются дельта-электроны, что заметно портит разрешение. На рис. 3.11 сравниваются результаты симуляции зарядового спектра в области СНО-группы без учета окружающего вещества и с учетом слоя фибергласса толщиной 2 мм над кремниевым пикселом. В симуляции учтено только электромагнитное взаимодействие ядер в фиберглассе (возможная фрагментация ядер не учитывалась). Спектр, симулированный с учетом окружающего вещества, хорошо описывает реальный экспериментальный спектр. Например, для ширины линии кислорода симуляция дает  $\sigma = 0.32$  зарядовые единицы, что хорошо соответствует экспериментальному значению.

Разрешение зарядовых спектров может быть улучшено с использованием в качестве дополнительного детектора заряда верхнего сцинтилляционного гадоскопа. Эта методика дает возможность достигнуть разрешения  $\sigma \approx 0.2$  в области СНО-группы. Комбинированная методика измерения заряда с использованием одновременно кремниевой матрицы и сцинтилляционного гадоскопа описана в Гл. 5.

### 3.5 Проблема альбедо в измерении заряда первичной частицы

Высокосегментированный кремниевый детектор специально был разработан, чтобы решить проблему обратных токов, от которой страдали некоторые предыдущие эксперименты, как это было описано в Гл. 1. Вопрос состоит в том, насколько полно эту проблему удалось решить, и каково остаточное влияние обратных токов на определяемый заряд. Для ответа на этот вопрос было выполнено специальное исследование. В отличие от большей части материалов настоящей диссертации, эта работа была выполнена на основе данных первого полета ATIC, а не полета ATIC-2.

### 3.5.1 Альбедо: эксперимент

В эксперименте ATIC-1 было детектировано около 25 миллионов событий. Для анализа было отобрано (случайным образом) 7000 событий с энерговыделением  $E_d > 10$  ГэВ, столько же событий с энерговыделением  $E_d > 100$  ГэВ и около 1600 событий с энерговыделением  $E_d > 1$  ТэВ (все хорошие события с такой энергией). В полетных данных присутствует информация не только о заряде первичной частицы, но и все другие сигналы, зафиксированные кремниевой матрицей. Эти сигналы, кроме сигнала первичной частицы, произведены либо обратными частицами, либо являются просто шумами кремниевой матрицы. На рис. 3.12 показано количество альбедных и шумовых сигналов во всей матрице в расчете на одно событие ( $n_a$ ), в зависимости от эквивалентного заряда сигнала  $Q = \sqrt{E/E_{\text{MIP}}}$ , для трех диапазонов энерговыделения и для трех разных типов первичных частиц. Для эквивалентных зарядов  $Q < 1$  доминируют шумовые сигналы, и их число не зависит от энергии первичной частицы. В среднем регистрируется около 20 шумовых сигналов малой амплитуды на событие. Количество альбедных сигналов уменьшается с ростом  $Q$  почти экспоненциально и растет с ростом энергии и заряда первичной частицы. При росте энергии на порядок, количество альбедных частиц возрастает примерно втрое.

### 3.5.2 Альбедо: симуляция

Первоначально, симуляция была предпринята на стадии разработки инструмента и была проведена с четырьмя слоями графита толщиной по 10 см и для кремниевой матрицы с пикселями  $3 \times 3$  см<sup>2</sup>. В этой симуляции была использована система GEANT-3, в которой адронные каскады симулировались с использованием генератора взаимодействий FLUKA [284]. В качестве первичных частиц использовались протоны с энергиями  $10^2$ ,  $10^3$  и  $10^4$  ГэВ. Результаты этой симуляции были опубликованы в статье [294]. Было показано, что основной вклад в сигнал альбедо дают электроны (имеются в виду как электроны, так и позитроны), пионы, фотоны и протоны. Вместе с ростом сигнала альбедо растет относительный вклад пионов и, особенно, протонов. Было также показано, что для размера пикселя  $3 \times 3$  см<sup>2</sup> частота событий, в которых в пикселе на оси ливня появляется сигнал альбедо, превышающий 1 МИР, меньше 1.5%, даже для энергии 10 ТэВ, то есть сигнал альбедо хорошо отделен от сигнала первичной частицы.

Затем была проведена новая симуляция для реальной конфигурации прибора [26]. Моделирование проведено для изотропного потока со степенным спектром с интеграль-

ным показателем  $\gamma = -1.6$  во всей апертуре прибора. Симуляция была проведена для трех диапазонов кинетической энергии первичных частиц:  $E > 10$  ГэВ,  $E > 100$  ГэВ,  $E > 1000$  ГэВ, и для анализа отобраны каскады с энерговыделениями в трех областях  $E_d > 10$  ГэВ,  $E_d > 100$  ГэВ,  $E_d > 1000$  ГэВ. События с энерговыделениями  $E_d > 10$  ГэВ отбирались среди событий с начальной энергией  $E > 10$  ГэВ и т. д. В качестве первичных ядер использовались протоны и ядра гелия. Для симуляции использовалась система GEANT-3 с генератором взаимодействий QGSM [295, 296]. В каждом энергетическом диапазоне было симулировано  $10^4$  каскадов для протонов и  $10^3$  каскадов для ядер гелия. Для проверки надежности результатов симуляции, их следует сравнить с экспериментальными данными.

На рис. 3.13 показаны экспериментальные и симулированные распределения сигналов альбедо в терминах эквивалентного заряда  $Q$  для  $E_d > 100$  ГэВ. Видно, что для области зарядов  $Q > 1$ , где вклад шумов матрицы пренебрежим, согласие хорошее, а в области зарядов  $Q < 1$ , напротив, виден мощный пик, связанный с шумами матрицы, который отсутствует в данных симуляции.

На рис. 3.14 показана симуляция поперечного распределения в кремниевой матрице альбедных сигналов с эквивалентным зарядом  $Q > 1$  для первичных протонов  $E_d > 100$  ГэВ. Плотность  $D_a$  есть количество частиц альбедо на квадратный сантиметр в плоскости кремниевой матрицы. Показано также экспериментальное поперечное распределение сигналов альбедных частиц для расстояний от траектории  $R > 20$  см. Плотность распределения альбедных частиц для  $R < 20$  см не может быть изучена экспериментально, так как максимальный сигнал в этой области во многих случаях выбирается в качестве сигнала первичной частицы, в соответствии с критерием поиска первичной частицы в коридоре ошибок. Область  $R > 80$  в эксперименте может быть искажена, так как большие расстояния соответствуют первичным частицам на краю матрицы. В этом случае имеется вероятность, что ось каскада ядра, которое прошло в действительности мимо матрицы, была случайно восстановлена внутри матрицы, и сигнал от альбедной частицы с эквивалентным зарядом  $Q \sim 1$  ошибочно был принят за сигнал первичного протона. Однако мы показали, что количество альбедных частиц от ядер больше, чем от протонов, и это вполне может объяснить экспесс при  $R > 80$  в экспериментальных данных. Заметим, что плотность сигнала альбедо  $D_a$  в эксперименте и в симуляции не были нормализованы друг на друга, поэтому можно говорить о разумном абсолютном совпадении эксперимента и симуляции в описании поперечного распределения альбедных частиц.

Таблица 3.2: Вероятность появления сигнала альбедо  $Q > 1.5$  (для протонов) и  $Q > 2.5$  (для ядер гелия) в областях поиска различного размера вокруг истинного положения первичного ядра (в %).

Область поиска	Протоны			Гелий		
	$E_d, \text{ ГэВ}$			$E_d, \text{ ГэВ}$		
$\Delta X, \Delta Y, \text{ см}$	$> 10$	$> 100$	$> 10000$	$> 10$	$> 100$	$> 10000$
$\pm 5$	0.6	0.6	1.6	0.1	0.15	0.7
$\pm 10$	1.7	2.2	6.3	0.1	1.0	2.2
$\pm 25$	5.6	13.6	37.6	0.8	2.8	8.4

Таблица 3.3: Искажение интенсивностей потоков протонов и гелия за счет ошибочной регистрации альбедных частиц, в зависимости от энерговыделения в калориметре.

$E_d, \text{ ГэВ}$	протоны	гелий
$> 10$	-1.87%	-0.47%
$> 100$	-2.29%	-0.60%
$> 1000$	-2.55%	-0.90%

Таким образом, как поперечное распределение альбедных частиц, так и их распределение по эквивалентным зарядам  $Q$ , удовлетворительно воспроизводится симуляцией. Поэтому результаты симуляции можно использовать для изучения влияния обратных токов на определение заряда по максимальному сигналу в области поиска восстановленной траектории.

### 3.5.3 Влияние обратных токов на измерение заряда первичной частицы

Для того, чтобы оценить влияние альбедо на определяемый заряд, нужно вычислить вероятность того, что в области поиска максимальным окажется сигнал альбедной частицы, но не первичной частицы, следовательно тип первичной частицы будет определен неверно. В табл. 3.2 приведены вероятности детектирования альбедных частиц с эквивалентными зарядами  $Q > 1.5$  для протонов и  $Q > 2.5$  для ядер гелия для трех размеров области поиска заряда и трех областей энерговыделения. В табл. 3.3 приведены искажения интенсивностей потоков протонов и гелия из-за регистрации альбедных частиц, полученные применением стандартного алгоритма поиска первичной частицы к симулированным событиям. Как видно из таблицы, для протонов искажения имеют отрицательный знак, что и следовало ожидать, но происходит также потеря и ядер гелия. Искажения малы и с ростом энергии растут слабо, несмотря на значительный рост потоков альбедных частиц.

Малый рост искажений объясняется тем, что рост потоков альбедных частиц, при росте их энергии, компенсируется сужением коридора ошибок поиска первичной частицы, благодаря чему и вероятность ошибочного захвата альбедной частицы падает.

Наибольшее искажение альбедные частицы вносили бы в измеряемые потоки лития и бериллия (заряды 3 и 4), но при измерении потоков этих ядер имеется другая, гораздо более сложная проблема. Зарядовые линии этих ядер очень слабы, и при этом располагаются над интенсивным высокоэнергетическим хвостом флюктуаций ионизации зарядовой линии гелия, и, фактически, теряются на этом фоне. Поэтому в эксперименте ATIC эти ядра почти не изучались, и симуляция искажений интенсивностей этих линий альбедными частицами не проводилась. Для ядер начиная с бора ( $Z = 5$ ) и более тяжелых искажения невелики, так как появление альбедных частиц с такими высокими эквивалентными зарядами – очень большая редкость (см. рис. 3.12).

Хотя поправки малы на фоне других систематических неопределенностей, имеющихся в эксперименте, они могут быть получены симуляцией и учитывались в измерениях спектров всех ядер кроме ядер группы железа, для которой этими поправками можно полностью пренебречь.

## 3.6 Выводы

Калибровка матрицы кремниевых детекторов полетным генератором вместе с последующей лабораторной коррекцией нелинейных искажений полетного генератора позволила получить хорошее зарядовое разрешение для линий протонов и гелия и надежно выделить зарядовые линии всех обильных четных ядер от углерода до железа. Причины получения более низкого разрешения, чем это ожидалось для кремниевой матрицы на этапе проектирования, поняты, они заключаются в неучете влияния небольшого количества вещества, окружающего кремниевые пиксели, на этапе разработки. Показано, что сегментация кремниевой матрицы достаточна, чтобы сделать влияние обратных токов на величину определяемого заряда первичной частицы малым, и даже это малое искажение может быть скорректировано на основе симуляции обратных токов.

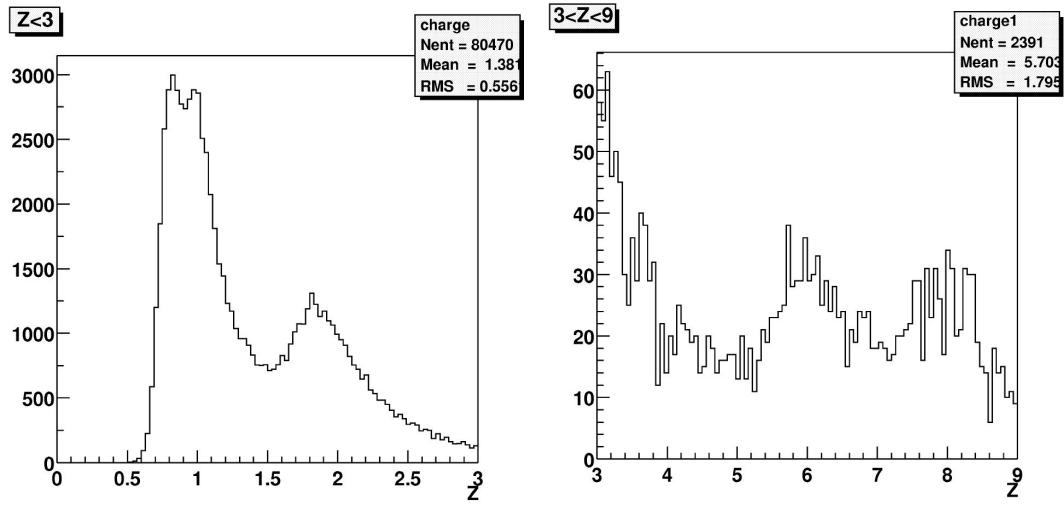


Рис. 3.1: Зарядовое разрешение, полученное с мюонной калибровкой кремниевой матрицы.

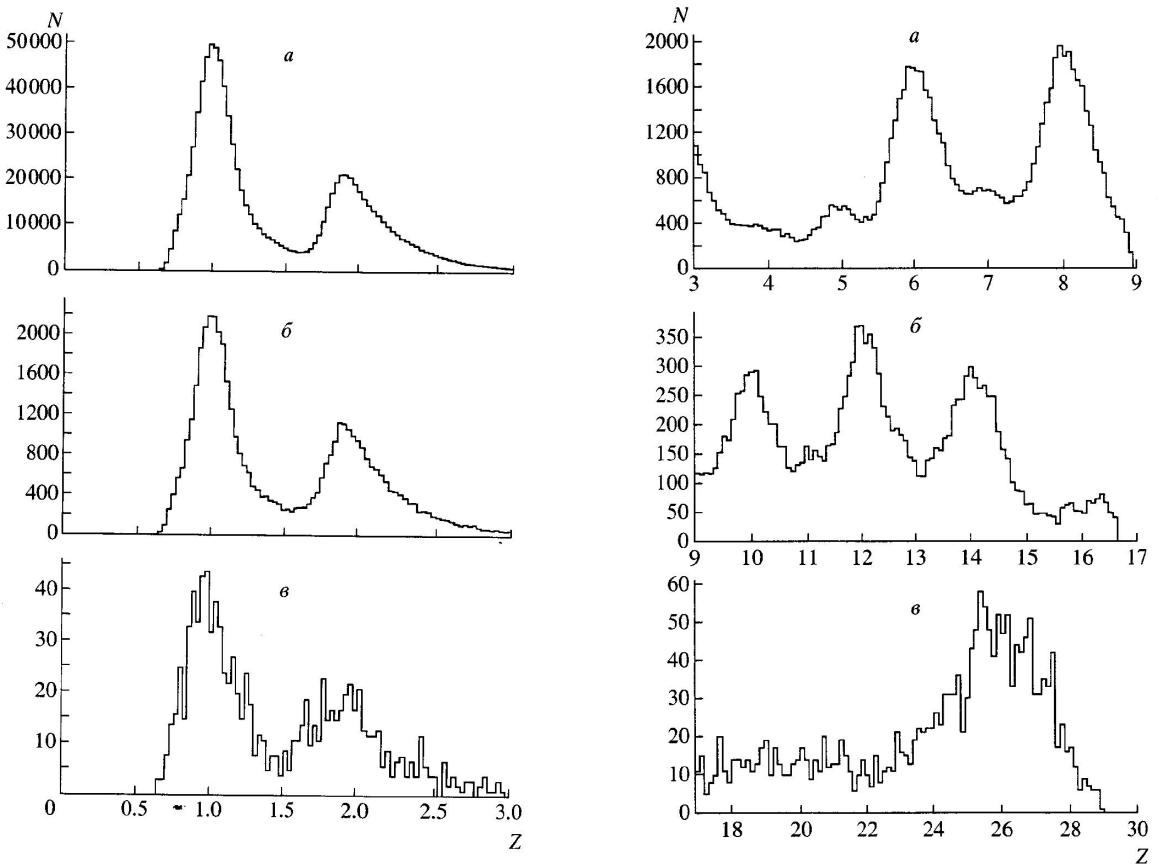


Рис. 3.2: Гелиевая калибровка. Зарядовое разрешение для протонов и гелия для трех диапазонов энергий.  $a - E_d > 15 \text{ ГэВ}$ ,  $b - E_d > 100 \text{ ГэВ}$ ,  $c - E_d > 1000 \text{ ГэВ}$  (энерговыделение  $E_d$  для протонов и гелия в среднем составляет  $\sim 40\%$  их первичной энергии).

Рис. 3.3: Гелиевая калибровка. Зарядовое разрешение для трех различных диапазонов заряда.

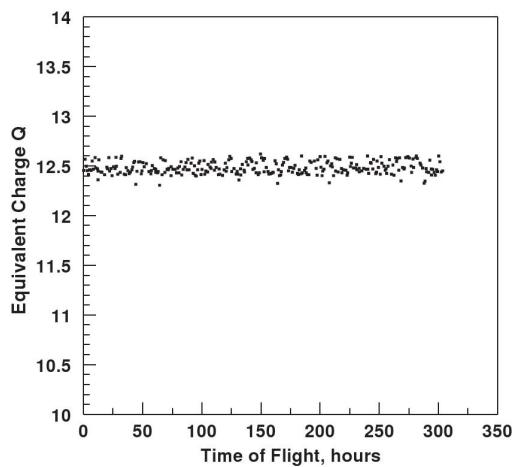


Рис. 3.4: Пример временной зависимости отклика одного из каналов кремниевой матрицы на калибровочный сигнал,  $Q = \sqrt{A/A_{\text{MIP}}}$ .

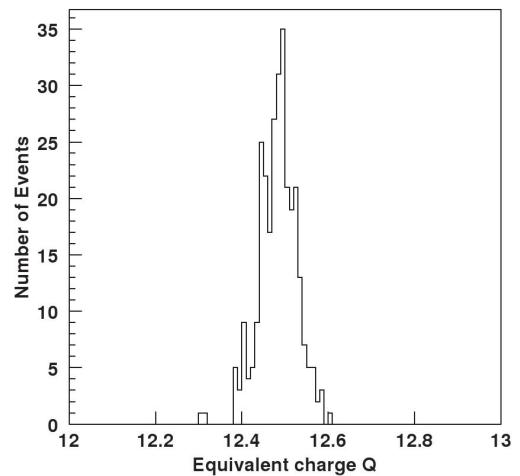


Рис. 3.5: Пример дисперсии отклика одного из каналов кремниевой матрицы на калибровочный сигнал,  $Q = \sqrt{A/A_{\text{MIP}}}$ .

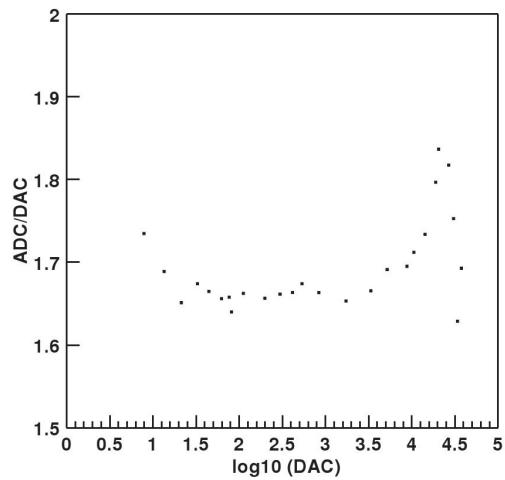


Рис. 3.6: Нелинейность отклика канала, полученная по данным полетной калибровки.

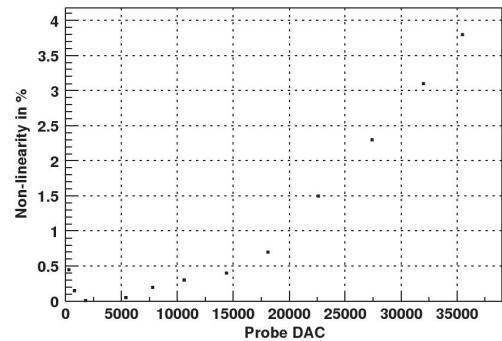


Рис. 3.7: Нелинейность полетного калибровочного генератора, полученная с помощью лабораторной калибровки.

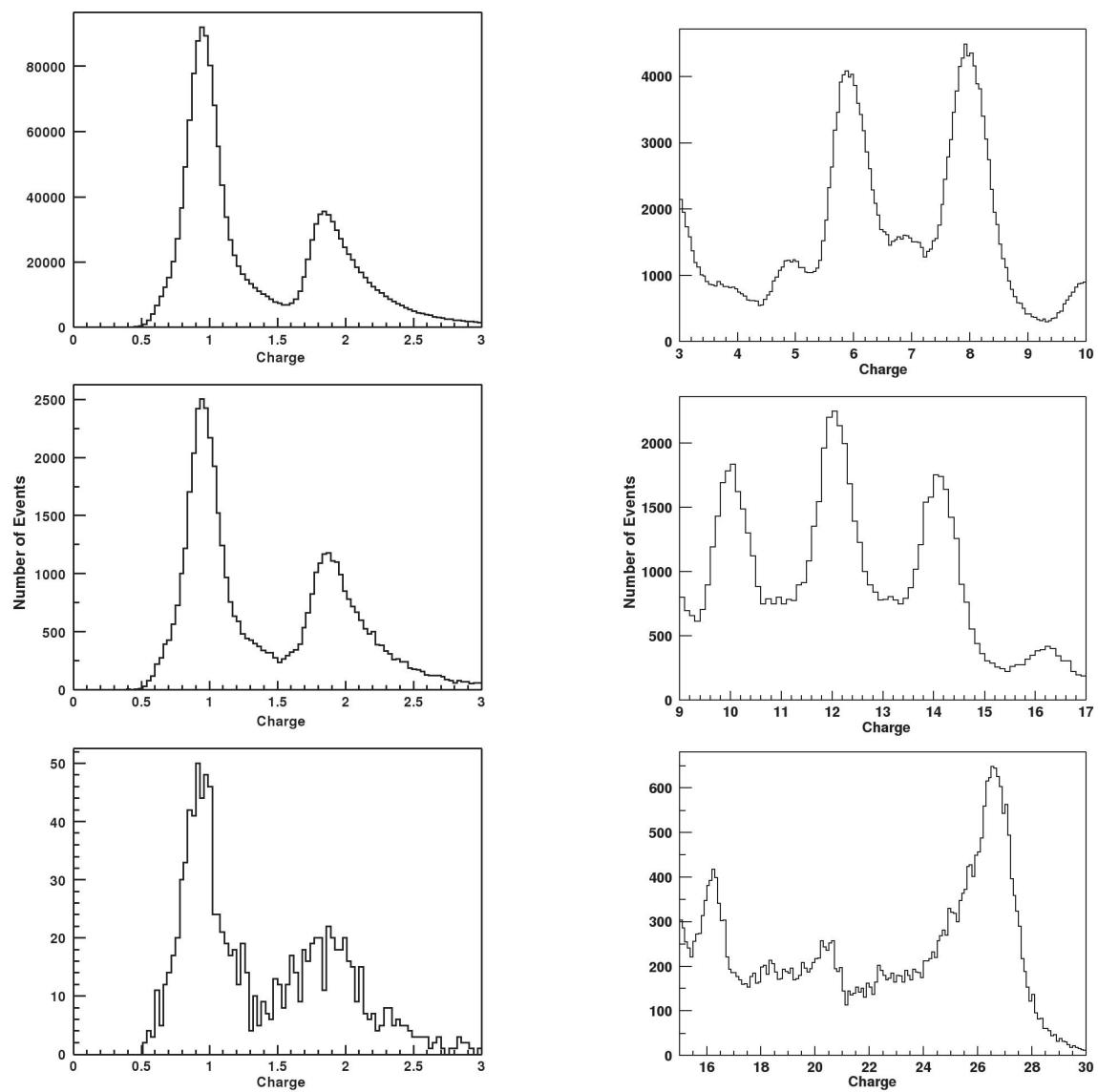


Рис. 3.8: Калибровка с полной коррекцией нелинейности электроники. Зарядовое разрешение для протонов и гелия для трех диапазонов энергий. Верхний график –  $E_d > 10$  ГэВ, средний график –  $E_d > 100$  ГэВ, нижний график –  $E_d > 1000$  ГэВ (энерговыделение  $E_d$  для протонов и гелия в среднем составляет  $\sim 40\%$  их первичной энергии).

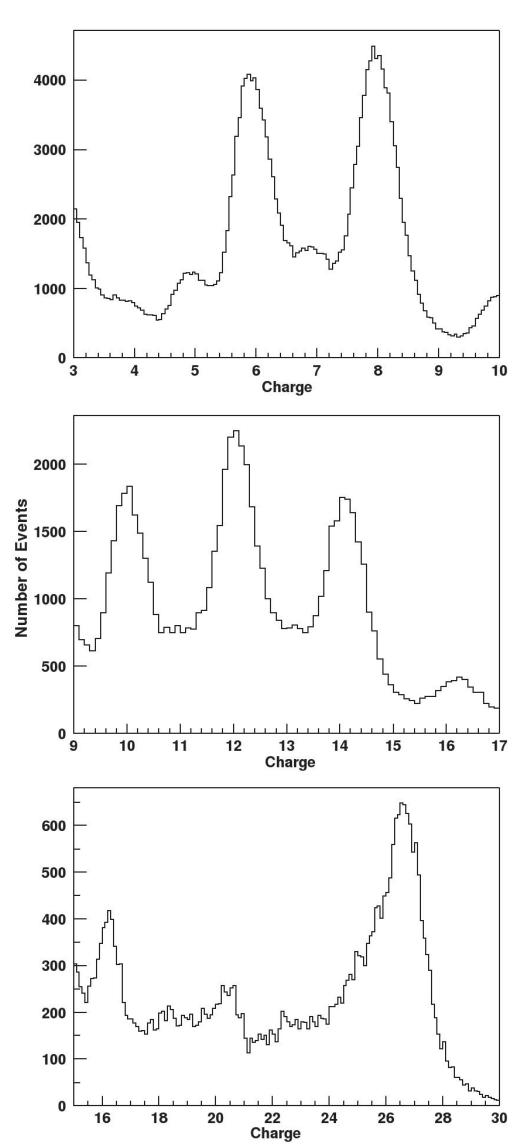


Рис. 3.9: Калибровка с полной коррекцией нелинейности электроники. Зарядовое разрешение для трех различных диапазонов зарядов  $Z$

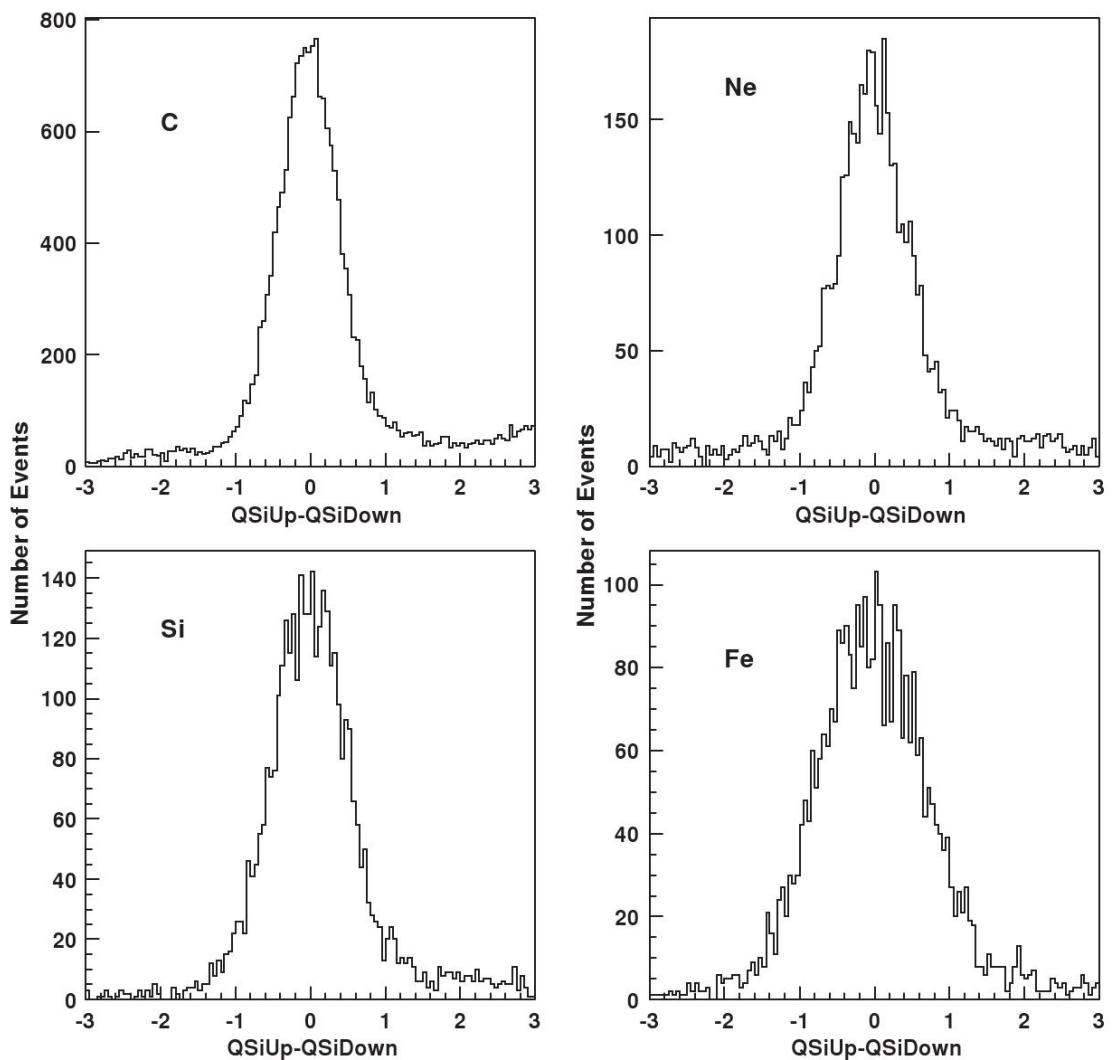


Рис. 3.10: Распределение величины  $(Q\text{SiUp} - Q\text{SiDn})$  для ядер C, Ne, Si и Fe.

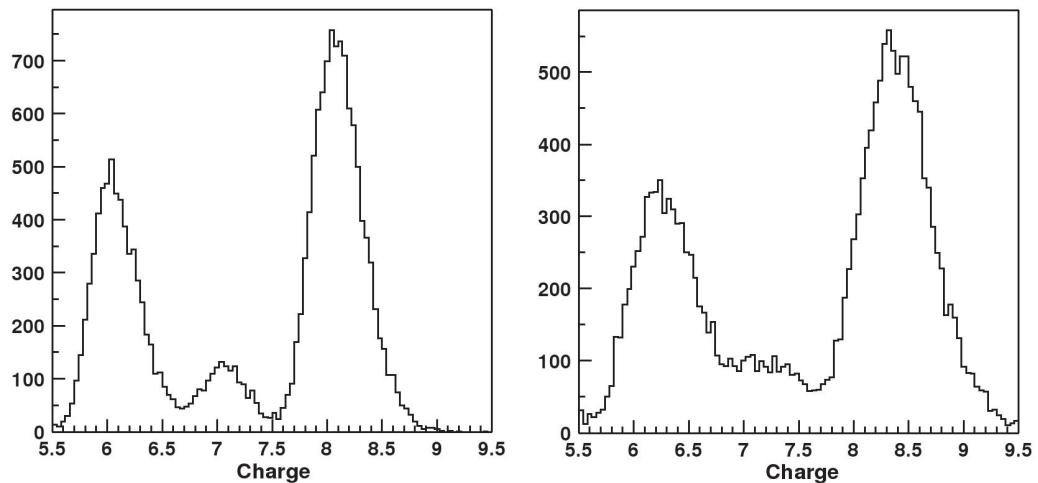


Рис. 3.11: Симулированное зарядовое распределение для CNO группы. Слева – без окружающего материала, справа – с 2 мм фибергласса над пикселом

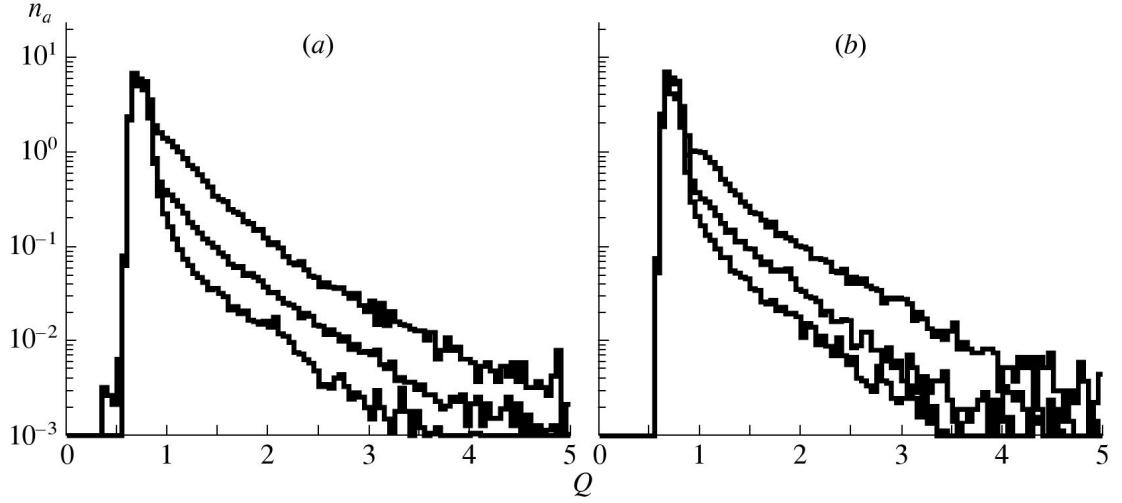


Рис. 3.12: Экспериментальное распределение сигналов альбедо вместе с шумами кремниевой матрицы в терминах эквивалентного заряда  $Q$  ( $n_a$  представляет собой количество сигналов альбедо на событие во всей кремниевой матрице). (а) Три разные области энерговыделения в калориметре (все частицы):  $E_d > 1000$  ГэВ (верхняя гистограмма),  $E_d > 100$  ГэВ (средняя гистограмма),  $E_d > 10$  ГэВ (нижняя гистограмма); (б) три типа первичных частиц (все энергии больше 10 ГэВ): ядра с  $Z > 3$  (верхняя гистограмма), ядра гелия (средняя гистограмма), протоны (нижняя гистограмма).

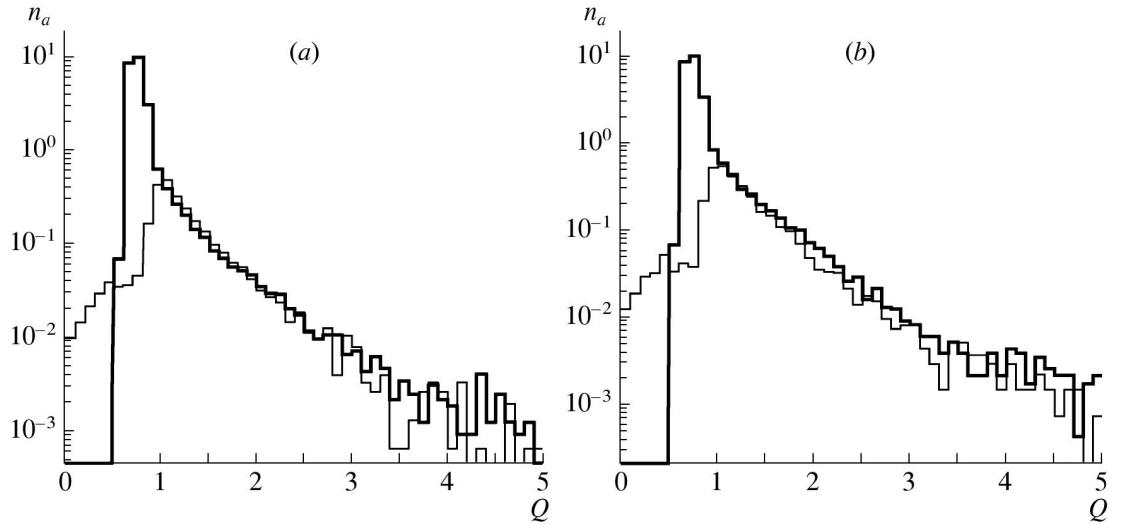


Рис. 3.13: Сравнение экспериментальных результатов с симуляцией ( $n_a$  представляет собой количество сигналов альбедо на событие во всей кремниевой матрице для  $E_d > 100$  ГэВ): (а) протоны и (б) ядра гелия. Тонкая линия представляет симуляцию, толстая – эксперимент.

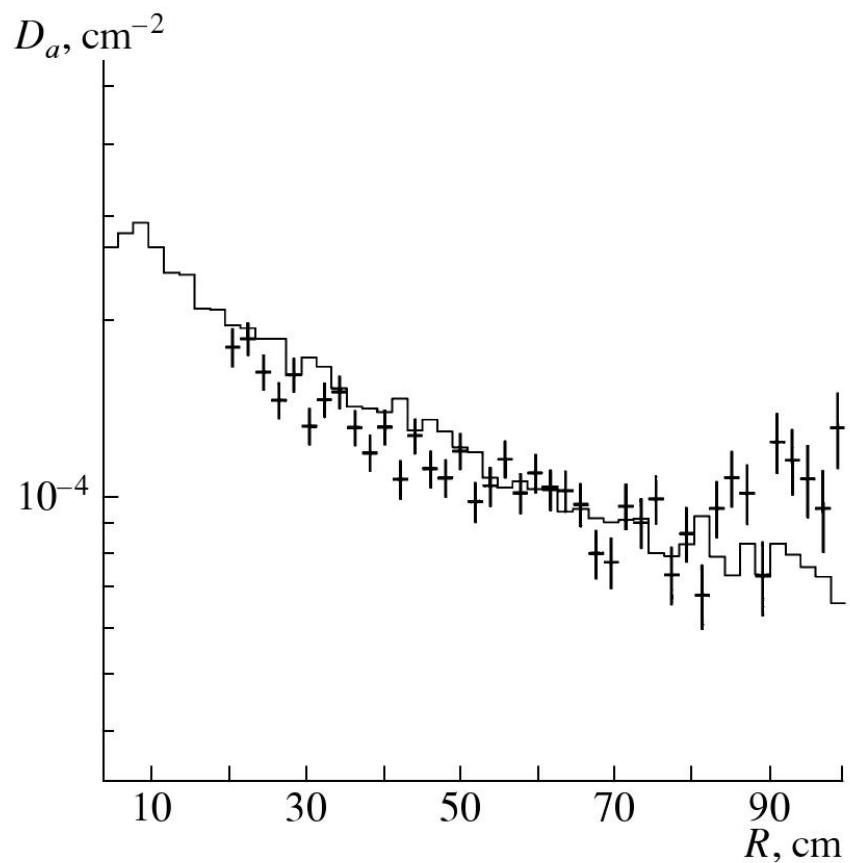


Рис. 3.14: Поперечное распределение сигналов альбедо от первичных протонов  $E_d > 100$  ГэВ в кремниевой матрице. Точки с ошибками представляют экспериментальные данные, гистограмма показывает результат симуляции. Плотность  $D_a$  есть количество частиц альбедо на квадратный сантиметр.

# Глава 4

## Измерение энерговыделения сцинтиляционным BGO-калориметром в эксперименте ATIC

В настоящей главе дано детальное описание методики измерения энергии, выделяемой космическими частицами в BGO калориметре спектрометра ATIC. В разделе 4.1 описана процедура калибровки BGO калориметра, позволяющая связать величины, выдаваемые амплитудно-цифровыми преобразователями, с энерговыделениями в кристаллах калориметра; раздел 4.2 и его подразделы посвящены определению температурной зависимости чувствительности калориметра различными способами и в разных аспектах и соответствующей температурной корректировке измерений энерговыделения. Материалы этой главы отражены в статье [29].

### 4.1 Амплитудная калибровка BGO калориметра

Конструкция BGO калориметра спектрометра ATIC и основные его особенности описаны в разделе 2.2.2. Детали процедур калибровки калориметра опубликованы в статье [29].

Так как система регистрации энерговыделения в калориметре должна обеспечить динамический диапазон порядка  $10^6$ , то сигнал ФЭУ снимается с трех различных динодов, что обеспечивает три канала съема информации, обладающих различной чувствительностью — каналы  $R_0$  (самый чувствительный),  $R_1$  (средний) и  $R_2$  (самый грубый). Различие в чувствительности соседних каналов ( $R_0$  и  $R_1$  или  $R_1$  и  $R_2$ ) составляет величину, определяемую фактором порядка 30–50, но зависит от индивидуальных особенностей каждого ФЭУ. Для полной калибровки калориметра проводилась абсолютная калибровка канала

$R_0$  каждого кристалла, и затем относительная калибровка канала  $R_1$  к каналу  $R_0$  и канала  $R_2$  к каналу  $R_1$ . Знание абсолютной калибровки  $R_0$  позволяет тогда найти абсолютную калибровку также каналов  $R_1$  и  $R_2$ . Детали процедур описаны ниже.

Абсолютная калибровка канала  $R_0$  каждого кристалла проводилась с помощью регистрации атмосферных мюонов. В предполетный период в течение приблизительно 140 часов (с несколькими перерывами) прибор находился во включенном состоянии и регистрировал атмосферные мюоны космических лучей. Для каждого кристалла калориметра удалось с достаточно хорошей статистикой измерить характерный пик энерговыделений, связанных с прохождением мюонов (рис. 4.1). Для каждого кристалла положение мюонного пика (в терминах амплитуды АЦП) было найдено путем аппроксимации его формы методом максимального правдоподобия гауссовой функцией с экспоненциальным фоном (фитируются все параметры гауссовой линии и все параметры фона — всего пять параметров) а также с использованием функции, моделирующей распределение Ландау, также с экспоненциальным фоном. Основная часть фона, который аппроксимируется экспонентой, связана с хвостом функции распределения электронных пьедесталов измерительного тракта, но не только с этим (см. ниже). Аппроксимация экспонентой и функцией Ландау дает отличие в положении пика на уровне 5% от амплитуды. В качестве окончательного значения бралось среднее по обоим методам аппроксимации. Таким образом, систематическая ошибка, связанная с методом аппроксимации пика для поиска максимума, не превышает 2.5%. На рис. 4.1 помимо экспериментального мюонного пика и результатов фитирования показаны также результаты измерений пьедестала электронного тракта, который имеет свое частное значение для каждого канала регистрации (маленький пик левее основного мюонного пика), который с периодичностью в 1 час измеряется в специальных, искусственно сгенерированных калибровочных событиях.

Для привязки найденных положений мюонных пиков к определенному энерговыделению (что и дает калибровку канала  $R_0$  для каждого кристалла, так как позволяет вычислить энергию на единицу отсчета АЦП) с помощью систем GEANT3 [284], GEANT4 [285, 286] и FLUKA [297, 298] был смоделирован однокристальный пик энерговыделений от атмосферных мюонов. Сначала в задаче с простой геометрией мы убедились, что моделирование с помощью трех упомянутых систем приводит к почти идентичным результатам (системы GEANT4 и FLUKA дают точно один и тот же результат, GEANT3 дает энерговыделение на 4% больше). Затем с использованием точной модели прибора ATIC для системы GEANT4 мюонный пик был промоделирован в реалистичной геометрии (плоский спектр мюонов от 500 МэВ до 1 ГэВ,  $\cos^2 \Theta$ -угловое распределение мюонов,

моделирование триггера прибора для выделения событий). Полученное модельное распределение энерговыделений в одном кристалле показано на рис. 4.2. Вообще говоря, для разных кристаллов из-за особенностей их положения в общей геометрии прибора, получаются несколько различные распределения, однако не настолько, чтобы это учитывать при вычислении максимума распределений. Распределение на рис. 4.2 соответствует усреднению по всем кристаллам.

Распределение энергий имеет три основные особенности. Во-первых, это главный пик, связанный с ионизационными потерями мюона, вошедшего в кристалл через его верхнюю грань, и вышедшего через нижнюю. Во-вторых, это плоское плато, расположеннное левее главного пика. Плато связано с мюонами, которые лишь чиркнули по кристаллу, войдя в него через верхнюю грань, и выйдя через боковую, или войдя через боковую, и выйдя через нижнюю. Такие случаи дают также вклад в фон под пиком. И, наконец, узкий пик вблизи нуля энерговыделения связан преимущественно с дельта-электронами от мюонов, вовсе не прошедших через данный кристалл, но прошедших где-то по соседству. Оценка положения главного максимума мюонного пика дала 23.2 МэВ. Именно это значение было использовано при калибровке индивидуальных кристаллов, так как моделирование достаточно точно соответствует экспериментальным условиям, которые имели место при регистрации экспериментальных однокристальных мюонных пиков (рис. 4.1).

Оценка возможной систематической погрешности энергетической калибровки калориметра, и, вместе с тем, точности определения энерговыделения в калориметре, определяется неопределенностью в экспериментальном определении положения максимумов калибровочных мюонных пиков (2.5%) и неопределенностью энергетической привязки, даваемой симуляцией (4%). Тем самым, оценка возможной систематической ошибки в определении энергии составляет около 6%. Такая ошибка в определении энергии эквивалента ошибке в определении интенсивности степенного спектра со спектральным индексом  $2.6 \div 2.7$  около 10%.

Междиапазонная калибровка для пар каналов  $(R_0, R_1)$  и  $(R_1, R_2)$  была проведена с использованием полетных данных, относящихся к записям научных событий, связанных с регистрацией первичных космических частиц. Во многих случаях один и тот же сигнал от ливня (энерговыделение в кристалле BGO) удается зарегистрировать сразу в паре каналов съема информации — одновременно в  $R_0$  и  $R_1$  или в  $R_1$  и  $R_2$ . Это позволяет сравнить коэффициенты усиления в соответствующих парах каналов. На рис. 4.3 показано, как коррелируют амплитуды в парах  $(R_0, R_1)$  и  $(R_1, R_2)$  для одного из кристаллов BGO. Видно, что пары точек ложатся на прямые линии, проходящие через начало координат,

что легко позволяет найти соответствующие калибровочные коэффициенты путем аппроксимации полученных точек линейными зависимостями. Непосредственно по рис. 4.3 видно, что при переходе от канала  $R_0$  к  $R_1$  и затем от  $R_1$  к  $R_2$  чувствительность канала каждый раз падает примерно в 50 раз. Разумеется, каждый кристалл BGO приводит к своим собственным частным точным значениям калибровочных коэффициентов.

Калибровка с использованием данных от научных событий дает гарантию, что она будет адекватной при вычислении энерговыделений в калориметре при обработке аналогичных научных событий. В спектрометре ATIC предусмотрен альтернативный способ калибровки, который состоит в использовании специальных калибровочных сигналов, получаемых с помощью регистрации fotoумножителями вспышек света калибровочных фотодиодов. Это также позволяет получить сигналы, регистрируемые одновременно в парах различных каналов ФЭУ. Однако такой способ менее надежен, так как при этом вся аппаратура прибора ATIC может функционировать не совсем так, как при регистрации научных событий. И действительно, два способа калибровки приводят к несколько различающимся результатам. Однако и способ калибровки с помощью фотодиодов тоже совершенно необходим. (В данном случае это скорее тестирование, а не калибровка). Он нужен для проверки состояния прибора в предполетный период, чтобы убедиться, что все каналы ФЭУ находятся в работоспособном состоянии. На земле без помощи фотодиодов невозможно получить сигнал, заставляющий откликаться сразу пару каналов. Сигналы, возникающие при прохождении через прибор атмосферных мюонов, слишком слабы, и дают отклик только в канале  $R_0$ .

## 4.2 Коррекция температурной чувствительности BGO калориметра.

Каждый полет спектрометра ATIC представлял собой один полный круг вокруг Южного полюса или немного больше (как в полете ATIC-4) приблизительно на уровне 70–80 градусов южной широты. Хотя полеты и совершались во время полярного дня, угол подъема солнца над горизонтом менялся в зависимости от времени суток, а также по ходу полета менялось альbedo поверхности Земли, поэтому менялись и условия освещения и прогрева спектрометра. С этим, а также с особенностями работы аппаратуры, связаны суточные колебания температуры и долговременные нерегулярные изменения температуры внутри гондолы спектрометра (рис. 4.4). Средняя полетная температура составила  $18.46^{\circ}\text{C}$ . В течение около двадцати часов, примерно за четверо суток до старта ATIC-2, была проведена

регистрация мюонов космических лучей, данные которой позже были использованы для калибровки чувствительности счетного тракта BGO-калориметра и сцинтиляционных гадоскопов. Средняя температура калориметра во время периода калибровки составила  $29.18^{\circ}\text{C}$ . Видно, что не только полетная температура колебалась в широких пределах, но и температура калибровки существенно отличалась от средней полетной температуры. Так как квантовый выход BGO-кристаллов зависит от температуры, и характеристики счетного тракта калориметра также могут зависеть от температуры, то для корректного пересчета амплитуд сигналов АЦП счетного тракта калориметра в выделенные энергии нужно корректировать эти данные с учетом текущей температуры калориметра. Изменение чувствительности (коэффициента усиления) калориметра за счет колебаний температуры составляла 20–30%. С учетом того, что дифференциальный спектр первичных космических частиц в первом приближении представляет собой степенную функцию с показателем около  $-2.75$ , нетрудно найти, что ошибка в энергии частицы 30% приведет к ошибке в абсолютной интенсивности потока частиц примерно в 1.6 раза. Не говоря уже о том, что особенности спектра, если таковые имеются, будут найдены не на своем месте. Результаты измерений без поправки на температуру оказываются лишенными всякого смысла.

Для получения правильных результатов необходима весьма тщательная температурная коррекция чувствительности счетного тракта калориметра, так как ожидаемые температурные эффекты велики. Для этого надо знать, как чувствительность калориметра зависит от температуры, причем измерения соответствующего коэффициента желательно провести непосредственно по полетным или предполетным данным, так как это будет гарантировать, что измеренный коэффициент соответствует полетному состоянию прибора.

Так как задача должна быть решена с высокой надежностью, то она решалась четырьмя различными способами. Согласованность результатов разных методик должна указывать на корректность полученных результатов. Решение задачи различными способами было также особенно важным, так как зависимость чувствительности калориметра от температуры оказалась неожиданно высокой, и нужно было получить полную уверенность, что измеряемая большая величина не является следствием методических эффектов.

Имеется также проблема, связанная с термической инерцией калориметра. Температурные датчики установлены в нескольких точках на поверхности BGO-калориметра, представляющего собой параллелепипед размером  $50 \times 50 \times 25 \text{ см}^3$ , и, так как температу-

ра во время полета менялась с периодом примерно в сутки, возникает вопрос, насколько температура калориметрического тракта в целом соответствует показаниям датчиков, и какова ошибка калибровки, связанная с возможным запаздыванием температуры калориметра по сравнению с показаниями датчиков. Для ответа на эти вопросы надо измерить постоянную времени термической релаксации калориметра, причем желательно сделать это опять по полетным данным, и оценить возможную методическую ошибку, связанную с термической инерцией калориметра. Это — вторая группа задач, которая должна быть решена.

Всюду, где далее будет говориться о термо чувствительности калориметра, будет иметься в виду коэффициент, описывающий зависимость чувствительности BGO калориметра от температуры. Четырем различным методам определения термо чувствительности калориметра и задачам, связанным с его термической инерцией, посвящены пять следующих подразделов настоящего раздела.

Наконец заметим, что температура калориметра определяется бортовыми датчиками температуры, точность которых невысока (ошибка в несколько градусов возможна). Это, однако, не влияет на точность температурной коррекции измерений энерговыделения BGO калориметром, так как важно лишь, чтобы такая коррекция была самосогласованной (при измерении термо чувствительности калориметра и при последующей коррекции температурных ошибок должны использоваться одни и те же термометры).

#### **4.2.1 Определение термо чувствительности калориметра по сдвигу мюонных пиков в предполетный период**

Как уже говорилось, в течение приблизительно 140 часов перед стартом прибор ATIC-2 находился во включенном состоянии и записывал события, вызванные вторичными мюонами космических лучей, с целью проведения различных калибровок и контроля функционирования. Температура прибора при этом не оставалась постоянной (в силу случайных обстоятельств). Результаты измерений температуры калориметра за этот период показаны на рис. 4.5. Удалось установить связь между положением пика распределения энерговыделений мюонов в кристаллах BGO и температурой. Были рассмотрены четыре временных интервала, отличающихся пониженной либо, наоборот, повышенной температурой (см. табл. 4.1, ср. рис. 4.5). Наличие корреляции между температурой и положением мюонного пика легко устанавливается на глаз. Для примера, на рис. 4.6 показан сдвиг мюонного пика при изменении температуры на  $1.63^{\circ}\text{C}$ , имеющей место при

Таблица 4.1: Временные интервалы предполетного времени и соответствующие изменения температуры и сдвиги мюонных пиков (к определению коэффициента термочувствительности калориметра).

Номер интервала	Интервал (часы)	$\Delta t, \text{deg}$	$\Delta E, \%$
1	(−160, −140)	$0.0 \pm 0.20$	$0.0 \pm 0.54$
2	(−93, −83)	$1.67 \pm 0.23$	$-4.15 \pm 0.62$
3	(−62, −52)	$-0.245 \pm 0.17$	$0.45 \pm 0.48$
4	(−40, −30)	$1.38 \pm 0.19$	$-4.27 \pm 0.53$

переходе от временного интервала номер 3 к интервалу номер 4 (табл. 4.1). Видно, что корреляция имеет отрицательный характер: увеличению температуры соответствует снижение чувствительности калориметра.

Для точного определения коэффициента температурной чувствительности калориметра положение мюонного пика отождествлялось с положением нуля производной контура пика, которая определялась численно, с помощью квадратичной аппроксимации с шириной шаблона, равной примерно ширине пика на половине высоты. Надо отметить, что такой способ определения положения пика может вносить некоторую (на уровне 2–4%) систематическую погрешность в определение абсолютного положения линии, но это несущественно, так как важны только относительные сдвиги (коэффициент термочувствительности калориметра выражается в процентах на градус). На относительные сдвиги такая систематическая погрешность не влияет, так как сравниваемые пики имеют одинаковую форму. Найденная связь изменения температуры с положением мюонного пика приведена в табл. 4.1, соответствующие точки показаны на рис. 4.7. Обработка точек графика рис. 4.7 приводит к величине коэффициента температурной чувствительности

$$K_1 = -(2.63 \pm 0.38)\%/\text{градус}. \quad (4.1)$$

#### 4.2.2 Определение термочувствительности по различию положений предполетного мюонного пика и полетного протонного пика для событий без ядерного взаимодействия

При выполнении научной программы использовались различные триггерные условия для записи событий. Разные триггеры отличаются, в том числе, различными порогами энерговыделений в разных слоях BGO калориметра. При выполнении основной части научной программы энергетические условия были таковы, что события, в которых протон первич-

ных космических лучей проходит через калориметр без ядерного взаимодействия, и вся выделенная энергия представляет собой только энергию ионизации, отсекались. Однако через небольшое время после достижения расчетной высоты полета, примерно на час, в целях отладки системы был включен триггер, допускающий запись любых событий без энергетического порога в калориметре. Среди событий, записанных в этот период, легко обнаружить такие события, в которых протон прошел через весь прибор без ядерного взаимодействия, и они образуют отчетливый пик энерговыделения в калориметре. Такие события аналогичны (но не вполне тождественны) событиям, вызванным атмосферными мюонами космических лучей, которые регистрировались на земле в предполетный период калибровки. На рис. 4.8 показаны мюонный пик и пик первичных не провзаимодействовавших космических протонов, измеренный калориметром. Виден существенный относительный сдвиг пиков, который объясняется различием в температуре калориметра. Зная положения пиков и соответствующие им температуры, нетрудно найти коэффициент термочувствительности калориметра. Так как различие положений линий велико, для определения коэффициента правильно пользоваться симметризованной формулой

$$K = \frac{E_{post} - E_{pre}}{(E_{post} + E_{pre})/2} \times \frac{1}{T_{post} - T_{pre}}, \quad (4.2)$$

где  $E_{post}$  и  $E_{pre}$  — послевзлетное и довзлетное положение пиков (соответственно, протонного и мюонного),  $T_{post}$  и  $T_{pre}$  — соответствующие значения температуры. С измеренными значениями  $E_{post} = 0.231 \pm 0.004$  ГэВ,  $E_{pre} = 0.177$  ГэВ,  $T_{post} = 20.29^\circ\text{C}$ ,  $T_{pre} = 30.39^\circ\text{C}$  (во всех числах, кроме первого, статистические ошибки пренебрежимо малы) из формулы (4.2) получим

$$K_2 = -(2.62 \pm 0.17)\%/\text{градус}. \quad (4.3)$$

Полученное значение практически совпадает со значением  $K_1$  (4.1) по величине (что и следовало ожидать), но физика, лежащая в основе определения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$ , несколько отличается, так как при определении  $K_1$  сравнивались пики одной природы (мюоны с мюонами), а в случае  $K_2$  — разной (мюоны с протонами).

#### **4.2.3 Определение термочувствительности калориметра по суточным колебаниям положений протонного и гелиевого пиков для событий без ядерного взаимодействия.**

Лучше всего было бы использовать коэффициент температурной чувствительности калориметра, измеренный непосредственно в полете, во время выполнения научной программы. Такой коэффициент был бы связан с проводимыми измерениями наиболее прямым

образом. Для этого можно было бы попытаться проследить за колебаниями чувствительности калориметра, связанными с суточными и трендовыми колебаниями температуры прибора во время полета (рис. 4.4), но имеется ряд трудностей, которые не позволяют прямо реализовать методику, использованную в двух предыдущих разделах. Главная проблема состоит в том, что используемые в полете энергетические пороги не позволяют регистрировать космические протоны или ядра гелия, проходящие через весь калориметр без ядерного взаимодействия.

Однако, часть полетного времени использовался триггер (с названием LET30h), позволяющий наблюдать события с протонами и ядрами гелия, для которых ядерное взаимодействие имело место ниже самого верхнего слоя калориметра, но в верхнем слое допускался чисто ионизационный сигнал от протонов и гелия (без ядерного взаимодействия). По температурным сдвигам соответствующих пиков можно определить температурную чувствительность калориметра, которая, однако, будет характеризовать не весь калориметр, а только самый верхний его слой. Но для контроля и такие данные весьма полезны.

Для выделения протонных и гелиевых событий использовались только события с надежно реконструированной траекторией первичной частицы и с зарядом, определенным по матрице кремниевых детекторов, соответствующих протону (при построении пика протонов) или ядру гелия (при построении пика гелия). Полное время работы триггера LET30h составило 59 часов, при этом ясные протонный и гелиевый пики получаются как для всего этого интервала, так и для отдельных отрезков длительностью по 3 часа (см. рис. 4.9). Это позволило организовать 19 трехчасовых интервалов времени, для каждого из которых была определена усредненная по каждому промежутку времени температура верхнего слоя (измеренная по температурным датчикам, укрепленным на поверхности калориметра вблизи верхнего слоя) и положения протонного и гелиевого пиков. Полученные кривые во временной развертке приведены на рис. 4.10. Ясно видны синхронные колебания положения пиков и температуры. На основании тех же данных можно построить зависимости смещения пиков от температуры (рис. 4.11) и по ним определить соответствующие температурные коэффициенты. Обработка зависимостей рис. 4.11 по методу наименьших квадратов дает

$$K_3^p = (2.62 \pm 0.41)\%/\text{градус}; \quad K_3^{\text{He}} = (1.94 \pm 0.20)\%/\text{градус}. \quad (4.4)$$

Статистические ошибки для каждой отдельной точки графика не вычислялись, окончательные статистические ошибки в формуле (4.4) получены апостериорным способом, по

разбросу точек графиков. Найденные по пику протонов и ядер гелия коэффициенты  $K_3^p$ ,  $K_3^{He}$  разумно согласуются между собой с учетом ошибок, поэтому вполне осмысленным является их взвешенное среднее

$$K_3 = (2.07 \pm 0.18)\%/\text{градус.} \quad (4.5)$$

Полученный таким способом коэффициент должен быть несколько меньше истинного, так как при его получении не учитывалась термическая инерция (время термической релаксации) калориметра. Колебания чувствительности калориметра должны несколько отставать от колебаний температуры, определяемой по датчикам на поверхности калориметра, и амплитуда колебаний чувствительности калориметра будет несколько демпфирована по сравнению со случаем, если бы колебания температуры были очень медленными. Все это должно вести к заниженному значению коэффициента термочувствительности, определенному по методике настоящего раздела. И действительно, коэффициент  $K_3$  (4.5) оказался несколько меньше  $K_1$  (4.1) и  $K_2$  (4.3). Поправки будут рассмотрены в разделе 4.2.5.

#### 4.2.4 Определение термочувствительности калориметра по корреляции скорости счета и температуры

Недостатком методики, описанной в предыдущем разделе, является то, что полученный результат (4.5) относится только к самому верхнему слою калориметра. Этот недостаток можно исправить, если проследить за суточными колебаниями полной скорости счета космических частиц выше некоторого фиксированного порога энерговыделения в калориметре.

На рис. 4.12 показан измеренный спектр энерговыделений для частиц, прошедших через апертуру прибора. Видно, что выше порога 50 ГэВ форма спектра близка к степенной:

$$D(E) = J_0 E^{-\gamma}, \quad (4.6)$$

где  $J_0$  — некоторая константа. Для показателя степени анализ дает величину  $\gamma = 2.53$  (статистическая ошибка мала). В предположении, что спектр имеет в точности степенной вид, легко найти интеграл спектра выше некоторой пороговой энергии  $E_t$ :

$$S = \int_{E_t}^{\infty} J_0 E^{-\gamma} dE = J_0 \frac{E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma - 1}. \quad (4.7)$$

За счет изменения чувствительности калориметра при изменении температуры меняются и все измеряемые энерговыделения, благодаря чему будет меняться и интеграл спектра

выше выбранного порога  $E_t$ . С точки зрения вычисления интеграла (4.7) небольшое изменение всех энергий в одной и той же пропорции эквивалентно такому же по величине, но обратному по знаку изменению порога. Если  $\Delta T$  — изменение температуры по отношению к некоторой фиксированной реперной температуре, то из изложенного выше следует, что в линейном приближении для зависимости интеграла  $S$  от температуры можно записать

$$S(\Delta T) = \frac{J_0 E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma - 1} (1 - K \Delta T)^{-(\gamma-1)} \approx \frac{J_0 E_t^{-(\gamma-1)}}{\gamma - 1} [1 + K(\gamma - 1) \Delta T], \quad (4.8)$$

где  $K$  — коэффициент термочувствительности калориметра в том же смысле, как он был использован в разделах 4.2.1–4.2.3. С другой стороны, в линейном приближении  $S(\Delta T)$  имеет вид

$$S(\Delta T) = S_0(1 + K_S \Delta T), \quad (4.9)$$

где  $S_0$  и  $K_S$  — некоторые постоянные. Величину  $K_S$  можно измерить экспериментально. Сравнивая формулы (4.8) и (4.9) найдем

$$K = K_S / (\gamma - 1). \quad (4.10)$$

На рис. 4.13 показана зависимость интегрального счета космических частиц выше порога энерговыделения 50 ГэВ, прошедших через апертуру прибора, от времени. Интегральный счет определялся по последовательным двухчасовым интервалам счетного времени. Счетное время представляет собой астрономическое время за вычетом времени, израсходованного спектрометром на различные технические операции (тестирование, калибровки и прочее), когда измерение научных событий не проводилось, но без учета мертвого времени прибора. В данном случае учет мертвого времени не требуется, так как интенсивность счета менялась мало, поэтому изменением доли мертвого времени в счетном времени можно было пренебречь. На рис. 4.13 видна четкая антикорреляция колебаний температуры и скорости счета.

На рис. 4.14 показана зависимость скорости счета интеграла спектра выше порога 50 ГэВ от температуры. На графике видны четкие циклы. Если внимательно посмотреть на рис. 4.13, то можно заметить, что графики температуры и скорости счета не колеблются точно в противофазе, но существует некоторое запаздывание колебаний скорости счета по сравнению с колебаниями температуры. Поэтому циклы на рис. 4.14 представляют собой в первом приближении результат суперпозиции двух сдвинутых по фазе синусоид и являются ничем иным, как фигурами Лиссажу (несколько смазанными медленным трендом температуры). Запаздывание связано с конечным термическим временем релаксации калориметра.

Если все точки рис. 4.14 аппроксимировать единственной прямой, то для коэффициента  $K_S$  (см. формулу (4.9)) получается величина  $K_S = (3.79 \pm 0.40) \%/\text{градус}$ , откуда с использованием найденного показателя спектра  $\gamma = 2.53$  (см. выше) и с помощью формулы (4.10), для коэффициента термо чувствительности калориметра находим

$$K_4 = (2.48 \pm 0.26)\%/\text{градус}. \quad (4.11)$$

Аргументация, аналогичная предыдущему разделу, приводит к выводу, что значение  $K_4$  (4.11) должно быть заниженным из-за неучета термической инерции калориметра. Правки будут рассмотрены в следующем разделе.

#### 4.2.5 Время термической релаксации калориметра и эффективная температура калориметра

При измерении термо чувствительности калориметра до сих пор использовалось значение температуры, усредненное по показаниям нескольких датчиков, установленных на поверхности калориметра. Будем считать, что эта температура представляет температуру некоторого термостата, обладающего бесконечно большой теплоемкостью, который мы будем называть *окружением*. Температуру окружения будем обозначать через  $X$ . Будем считать, что калориметр обладает некоторой собственной эффективной температурой  $Y$ , от которой прямо зависит его чувствительность к энерговыделению, усредненная по всему объему калориметра. Будем считать температуру окружения заданной функцией времени  $X(t)$  и предполагать, что температура калориметра определяется процессом теплопередачи от окружения к калориметру. В предположении, что мы находимся в области линейной теплопередачи, скорость релаксации температуры калориметра к температуре окружения должна быть пропорциональна разнице в соответствующих температурах:

$$\frac{dY(t)}{dt} = \lambda[X(t) - Y(t)], \quad (4.12)$$

где  $\lambda$  — постоянная термической релаксации калориметра. Соответствующее время релаксации есть  $\tau = 1/\lambda$ . При заданной температуре окружения  $X(t)$  и заданном начальном условии  $Y(t_0)$  уравнение (4.12) полностью определяет температуру калориметра для всех  $t > t_0$ .

Нашей целью является определение времени релаксации калориметра по полетным данным. Проблему можно решить исходя из наблюдаемого фазового сдвига между суточными колебаниями температуры окружения и соответствующим термическим откликом

калориметра. Легче всего для этого использовать данные по вариации интеграла скорости счета космических частиц (раздел 4.2.4, рис. 4.13). Предположим, что температура окружения меняется по гармоническому закону. Тогда уравнение (4.12) принимает вид:

$$\frac{dY(t)}{dt} = \lambda[(X_0 + A_X \sin \omega t) - Y(t)]. \quad (4.13)$$

Найдем решение уравнения (4.13), описывающее стационарные колебания температуры калориметра. Нетрудно убедиться, что такое решение имеет вид:

$$Y(t) = X_0 + A_Y \sin \omega(t - \delta t), \quad (4.14)$$

где

$$\delta t = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\lambda} \quad (4.15)$$

$$A_Y = \frac{\lambda}{\omega \sin \omega \delta t + \lambda \cos \omega \delta t} \times A_X. \quad (4.16)$$

Уравнение (4.14) описывает синусоиду, сдвинутую по времени на  $\delta t$ , заданное уравнением (4.15), и с несколько подавленной амплитудой  $A_Y$  (4.16). Если величина временного сдвига  $\delta t$  в картине стационарных колебаний известна, то из уравнения (4.15) нетрудно найти постоянную релаксации  $\lambda$  и, следовательно, время релаксации  $\tau$ :

$$\tau = \frac{1}{\omega} \operatorname{tg} \omega \delta t. \quad (4.17)$$

Теперь, предполагая, что температурная кривая на рис. 4.13 представляет собой приблизительно синусоиду, и измерив временной сдвиг  $\delta t$  между температурной кривой и кривой отклика калориметра, с помощью уравнения (4.17) можно найти время релаксации  $\tau$ .

Для поиска экспериментального значения  $\delta t$  использовались кривые, показанные на рис. 4.14, и для них искалась величина сдвига  $\delta t$ , максимизирующая модуль коэффициента корреляции:

$$|corr[X(t), Y(t + \delta t)]| = \left| \frac{\langle [X(t) - \bar{X}][Y(t + \delta t) - \bar{Y}] \rangle}{\sqrt{\langle [X(t) - \bar{X}]^2 \rangle} \sqrt{\langle [Y(t + \delta t) - \bar{Y}]^2 \rangle}} \right| \rightarrow \max. \quad (4.18)$$

Фактически экспериментальная функция  $Y(t)$  задана отдельными точками для фиксированных моментов времени, поэтому для определения значений  $Y(t + \delta t)$  для произвольных сдвигов  $\delta t$  использовалась линейная интерполяция между измеренными точками.

Зависимость коэффициента корреляции (4.18) от сдвига  $\delta t$ , соответствующая кривым на рис. 4.14, показана на рис. 4.15. Положение максимума модуля коэффициента корреляции достигается для  $\delta t = 2.88$  часа, что и является экспериментальной оценкой величины сдвига температурной кривой и кривой отклика калориметра.

Величину экспериментальной ошибки для найденного значения найти не совсем просто, так как она складывается из сложной комбинации статистических флюктуаций и методических эффектов. Однако точная оценка ошибки и не нужна, так как отличия температуры окружения от эффективной температуры калориметра порождают лишь небольшие поправки к температурной коррекции чувствительности калориметра, поэтому ошибки в определении  $\delta t$  порождают поправки второго порядка малости. Для грубой оценки масштаба ошибки анализ, аналогичный описанному выше, был проведен для другого участка полета (на котором работал другой тип триггера событий) который, однако, был в несколько раз короче чем промежуток времени, использованный для основной оценки, поэтому и точность там была заведомо хуже. Для нового участка была получена величина  $\delta t = 3.31$  часа. Разницу в оценках приблизительно в 0.4 часа можно рассматривать как оценку сверху для ошибки найденного основного значения  $\delta t = 2.88$  часа. Это вполне удовлетворительная точность.

Средняя продолжительность суточного периода, соответствующая рис. 4.14, составила 25.1 часа (отличается от 24 часов из-за движения аппарата вокруг полюса в направлении против вращения Земли). Отсюда, и с использованием значения  $\delta t = 2.88 \pm 0.4$  часа, по формуле (4.17) легко найти время релаксации калориметра

$$\tau = 3.5 \pm 0.5 \text{ час}, \quad (4.19)$$

где величину ошибки надо рассматривать как оценку величины ошибки сверху.

Полученная оценка времени релаксации (4.19) позволяет по полетным измерениям температуры для каждого момента времени восстановить эффективную температуру калориметра, и использовать ее затем для температурной коррекции чувствительности калориметра. Это можно сделать, если решить уравнение (4.12) с функцией  $X(t)$  — температурой окружения — определяемой реальными полетными показаниями температурных датчиков. Для того, чтобы решить это уравнение, проще всего представить функцию  $X(t)$  кусочно-линейным сплайном. Уравнение (4.12) с линейной функцией  $X(t)$  допускает точное решение. Если начальные условия в момент времени  $t_0$  есть  $Y(t_0) = Y_0$  и на сегменте  $[t_0, t_1]$  функция  $X(t)$  задана уравнением  $X(t) = a + bt$ , то для момента  $t_1$  можно найти:

$$Y(t) = a + b(t_1 - \tau) + \{Y_0 - [a + b(t_0 - \tau)]\}e^{-\lambda(t_1-t_0)}. \quad (4.20)$$

Следовательно уравнение (4.12) с функцией  $X(t)$  в виде линейного сплайна может быть решено сегмент за сегментом точно, фактически без использования численных методов. На рис. 4.16 температура окружения, измеренная датчиками на поверхности калори-

метра, сопоставляется с эффективной температурой калориметра, найденной решением уравнения (4.12).

Теперь можно вернуться к коррекции коэффициентов термочувствительности калориметра, полученных в разделах 4.2.3 и 4.2.4. Коррекция заключается в том, что в точности тот же анализ, который был проведен в этих разделах, проводится снова, но не с температурой окружения, прямо измеренной датчиками температуры, а с восстановленной эффективной температурой калориметра. Такой анализ приводит к следующим исправленным значениям коэффициентов термочувствительности:

$$K_3^{\text{correct}} = (-2.33 \pm 0.17)\%/\text{градус} \quad (4.21)$$

$$K_4^{\text{correct}} = (-2.66 \pm 0.26)\%/\text{градус}. \quad (4.22)$$

Эти значения можно сравнить с исходными значениями коэффициентов до коррекции, формулы (4.5) и (4.11). Как и ожидалось, значения заметно выросли.

### 4.3 Обсуждение результатов

Окончательные результаты измерения коэффициента термочувствительности калориметра разными методами приведены в табл. 4.2. Как видно, все полученные значения хорошо согласуются между собой. Заметим, что значения, полученные методами 1, 2 и 4 совпадают с точностью значительно более высокой, чем это может быть обусловлено ошибками измерений. Так как методы вычисления ошибок были, по нашему мнению, вполне адекватными, это может быть только результатом редкой статистической флюктуации.

Наиболее прямым и надежным является самый первый метод (см. раздел 4.2.1), в котором было использовано смещение мюонного пика, измеренное в предполетный период. В этих измерениях температура менялась очень медленно, поэтому калориметр находился практически в тепловом равновесии с окружением, следовательно прямо измеренная температура окружения соответствовала также и эффективной температуре самого калориметра. При этом и природа измеряемой величины не менялась, в отличие от второго метода (раздел 4.2.2), в котором положение мюонного пика сравнивалось с положением протонного пика (при этом и измерения проводились в существенно разных условиях — в ангаре и в полете, при различном давлении внутри гондолы). Учитывая это, мы в качестве базового значения коэффициента термочувствительности для проведения температурной коррекции выбираем значение  $K_1 = -2.63 \pm 0.38\%/\text{градус}$ , полученное

No	Разделы	Метод	Коэффициент, %/градус
1	4.2.1	Медленная вариация положений мюонного пика в предполетный период	$-2.63 \pm 0.38$
2	4.2.2	Сравнение положений предполетного мюонного пика и полетного протонного пика	$-2.62 \pm 0.17$
3	4.2.3, 4.2.5	Суточные колебания положений протонного и гелиевого пиков (только для верхнего слоя калориметра)	$-2.33 \pm 0.17$
4	4.2.4, 4.2.5	Суточные колебания скорости счета космических частиц выше порога энерговыделения 50 ГэВ	$-2.66 \pm 0.26$

Таблица 4.2: Значения коэффициента термочувствительности калориметра по результатам измерений различными способами.

по положениям мюонного пика, а все прочие (табл. 4.2) рассматриваем как подтверждающие правильность этого значения. Согласие всех значений говорит также о том, что никаких существенных посторонних факторов, которые могли бы привести к ошибкам в поправке на температуру в полете, не было. Заметим, что коэффициент, найденный по суточным колебаниям протонного и гелиевого пиков (раздел 4.2.3), несколько отличается по своей природе от всех других измерений, так как характеризует не весь калориметр, а только его верхний слой. Действительно, как видно из табл. 4.2, его значение немного отличается от других значений (хотя, практически в пределах ошибок измерений).

Все описанные методики, начиная от калибровки калориметра и кончая методиками, связанными с температурной коррекцией и с термической инерцией калориметра, позволяют измерять спектры энерговыделений различных космических частиц. На рис. 4.17 показан спектр энерговыделений протонов космических лучей в калориметре, полученный без поправки на чувствительность калориметра к температуре, с поправкой, использующей температуру окружения  $T_{env}$  и с поправкой, использующей эффективную тем-

пературу калориметра  $T_{BGO}$ . Видно, что отсутствие температурной поправки приводит к очень грубым ошибкам в спектре (более 50% в большинстве точек спектра) что, как и ожидалось, лишает смысла результаты измерений без поправки. В то же время поправка с использованием температуры окружения и с использованием эффективной температуры калориметра приводят почти к одному результату. Причина этого в том, что отличие эффективной температуры от температуры окружения имеет характер колебаний близи нуля (с периодом около 25 часов) с относительно небольшой амплитудой (немного больше градуса), и за длительное время полета (сотни часов) влияние таких колебаний усредняется. При разрешении калориметра масштаба 30% такие колебания практически не влияют на результат. Заметим, что спектр на рис. 4.17 не является спектром первичных энергий протонов в космических лучах. Калориметр ATIC является тонким, то есть регистрирует только часть энергии первичной частицы, и для получения исходного энергетического спектра частиц требуется еще решить обратную задачу, известную как деконволюция. Описание соответствующей методики в эксперименте ATIC дано в главе 6.

Измерения температурной чувствительности были выполнены также в лабораторных условиях [299, 33] после полета ATIC-2. Использованная в лаборатории методика не позволяет прямо сопоставить полученные лабораторные данные с данными полетных измерений, полученными в настоящей работе. Причина этого состоит в том, что в лабораторных измерениях определялась индивидуальная температурная чувствительность каждого кристалла (вместе с отвечающей ему частью электроники), при этом температура измерялась внешним термометром лабораторного термостата, а не полетными температурными датчиками. Полученный результат, усредненный по всем кристаллам калориметра, составил  $(-1.9 \pm 0.1)\%$ /градус, что несколько меньше величины, полученной по полетным данным (табл. 4.2). Для детального сопоставления с данными настоящей работы надо было бы установить связь показаний термометра лабораторного термостата с показаниями полетных датчиков и произвести нетривиальный пересчет результатов от данных для каждого индивидуального кристалла к интегральной величине, характеризующий весь калориметр. Хотя это сделать не удалось, можно уверенно сказать, что масштабы величин, полученных в лабораторных измерениях, вполне соответствуют результатам, полученным для времени полета. В обработке данных реально использовались результаты, полученные по полетным данным, так как они представляются более релевантными для этой задачи и сами по себе являются вполне надежными, так как были получены четырьмя независимыми методами.

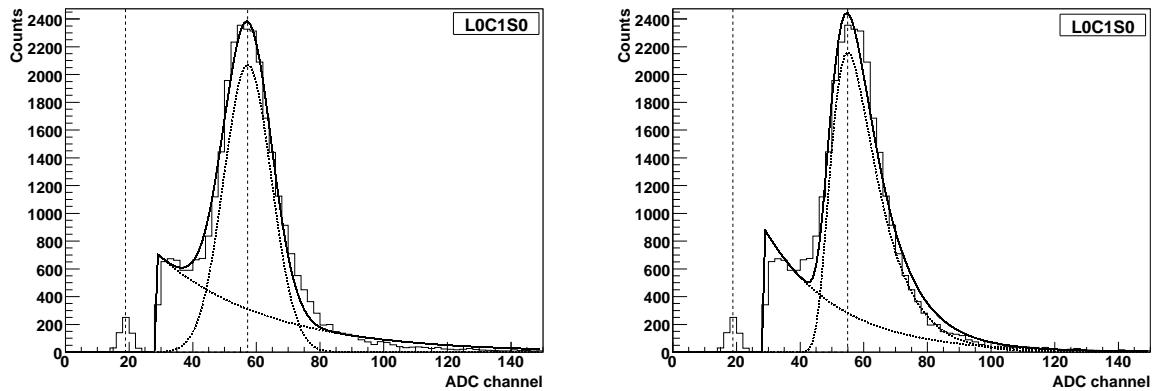


Рис. 4.1: Мюонный пик в одном из кристаллов калориметра (слой 0, кристалл номер 1, сторона 0). Измеренный пик показан вместе с аппроксимацией пиком гауссовой формы (левый график) и пиком асимметричной формы, моделирующим распределение Ландау (правый график), в обоих случаях пики находятся над экспоненциальным фоном. Гистограмма – экспериментальные значения, сплошная линия – результат аппроксимации, точки – отдельно найденный пик и найденный фон, пунктир – положение пьедестала электронного тракта и найденное положение пика.

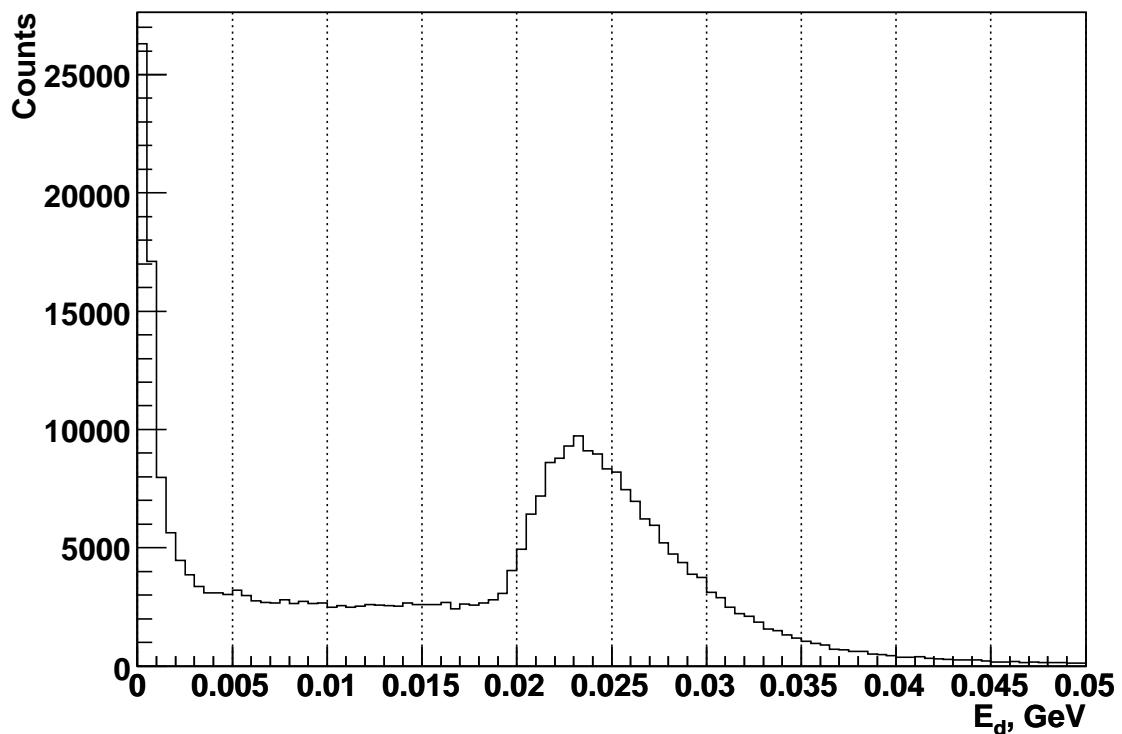


Рис. 4.2: Модельный однокристальный мюонный пик, полученный с использованием системы GEANT4.

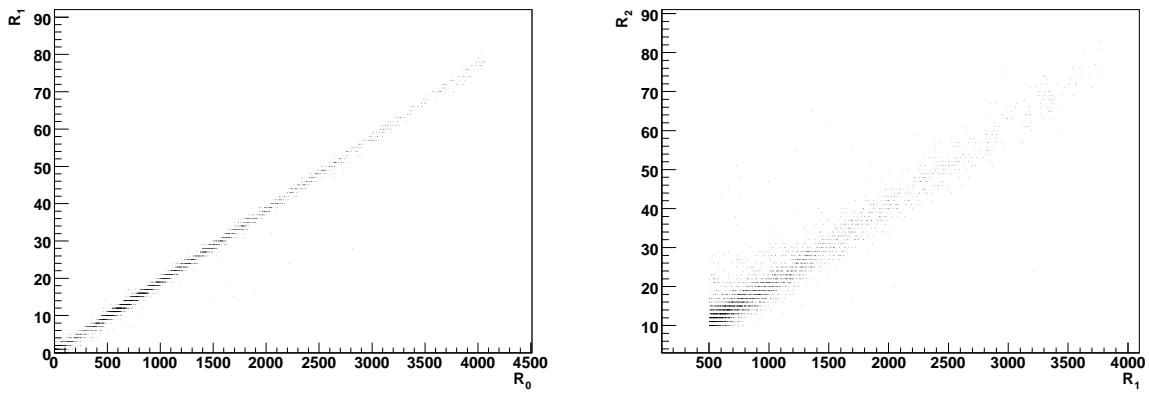


Рис. 4.3: К междиапазонной калибровке. Корреляция сигналов в парах каналов  $R_0, R_1$  (левая панель) и  $R_1, R_2$  (правая панель).

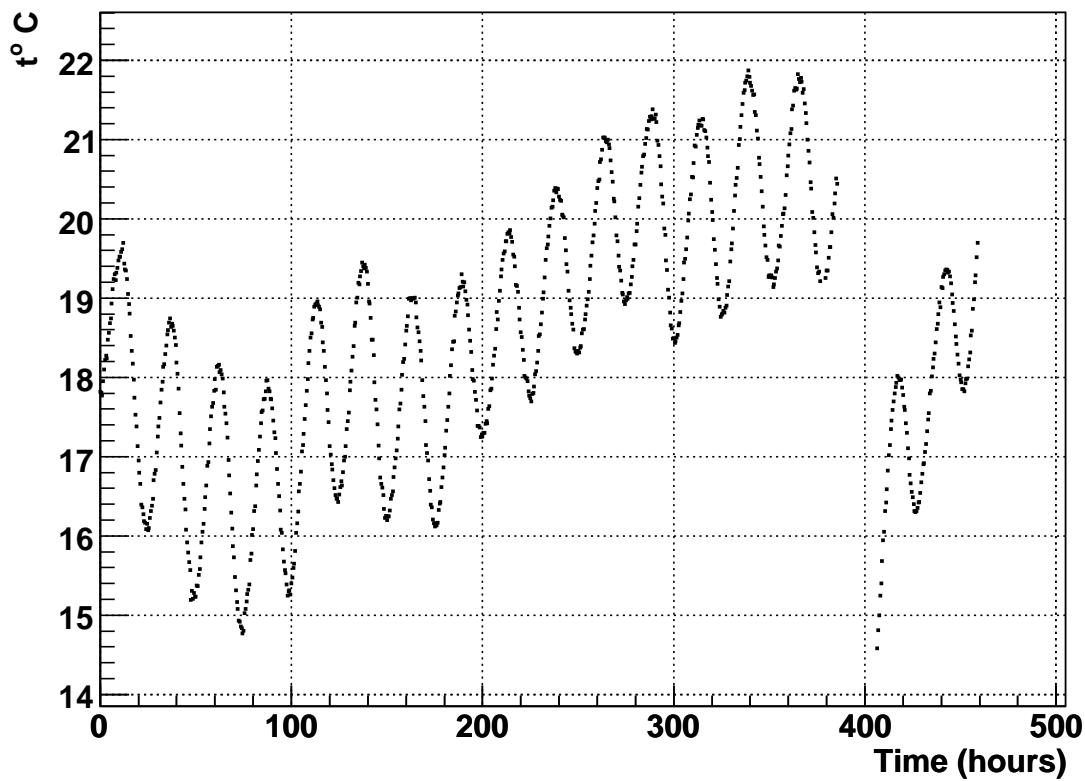


Рис. 4.4: Температура BGO-калориметра (здесь и везде в статье под температурой калориметра понимается среднее по показаниям десяти датчиков на поверхности калориметра) во время полета спектрометра ATIC-2. За нуль отсчета времени принят момент, когда спектрометр достиг расчетной высоты, было закончено тестирование и начато выполнение собственно научной программы.

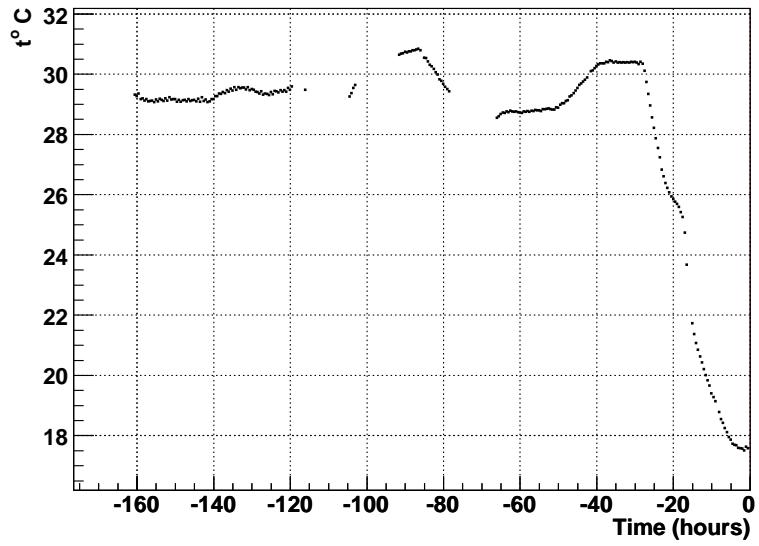


Рис. 4.5: Температура BGO-калориметра в предполетный период и в начальный период полета. В момент времени приблизительно -30 часов спектрометр был перемещен из ангара на улицу, в результате чего температура стала падать, момент -20 часов соответствует старту, в момент времени -16 часов была достигнута расчетная высота полета.

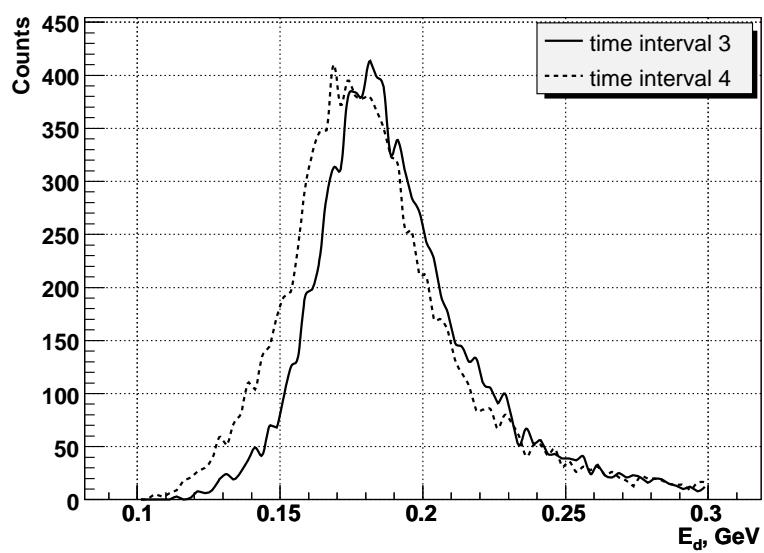


Рис. 4.6: Сдвиг мюонного пика BGO-калориметра при изменении температуры от интервала 3 к интервалу 4 (см. табл. 4.1.)

**Delta Mu\_E(%) - Delta T(deg)**

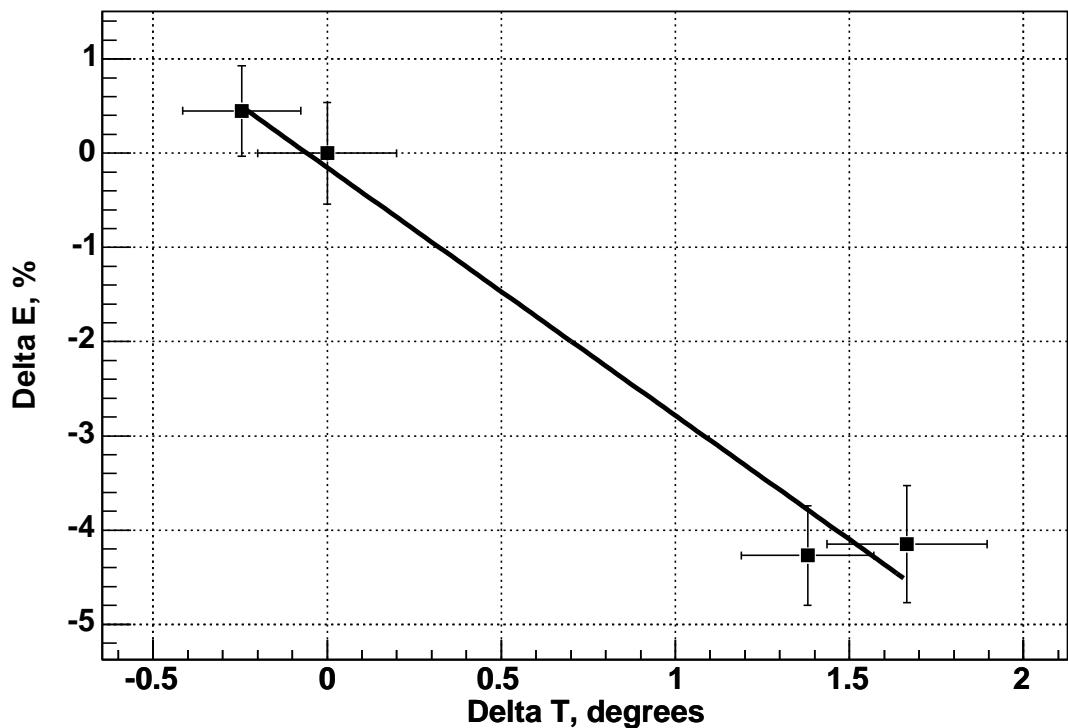


Рис. 4.7: Зависимость сдвига положения мюонного пика от изменения температуры (см. табл. 4.1.). Сдвиг пиков приводится в процентах от положения пика, соответствующего временному интервалу номер 1; температурные сдвиги также отсчитываются от температуры, соответствующей интервалу номер 1.

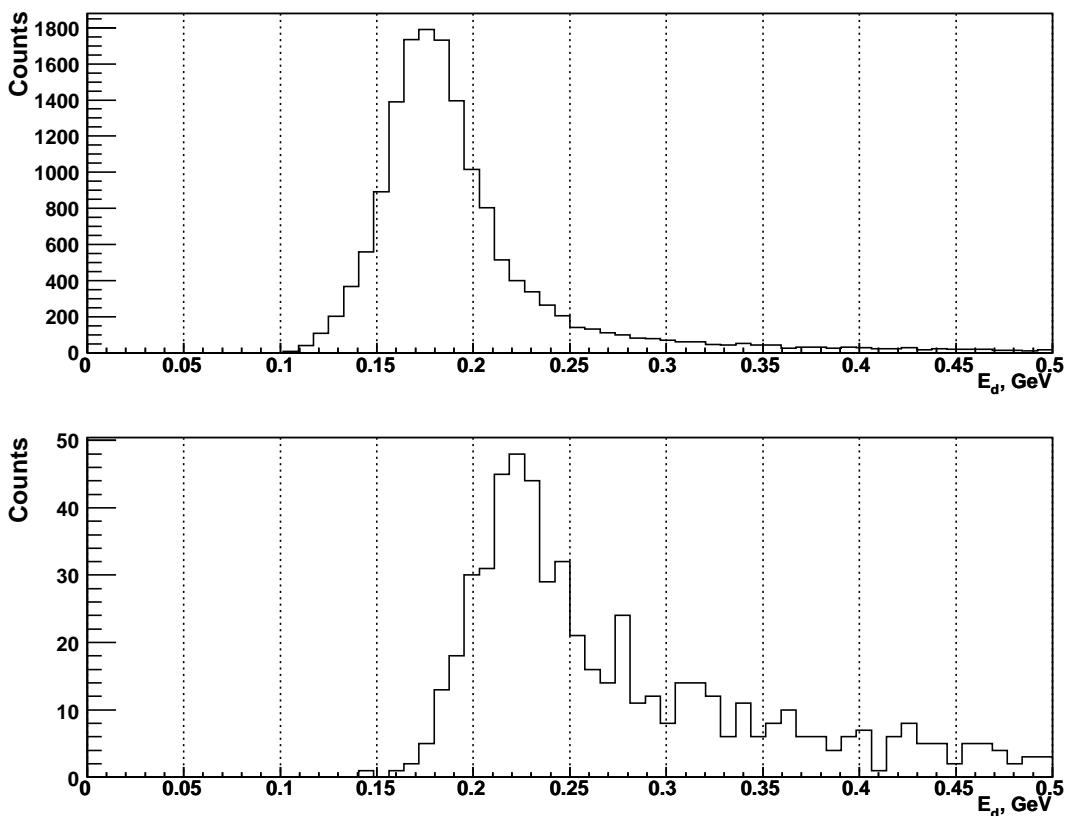


Рис. 4.8: Мюонный пик энерговыделения в калориметре, измеренный на земле в период времени от -40 час. до -30 час (верхний график) и пик не провзаимодействовавших протонов первичных космических лучей (нижний график).

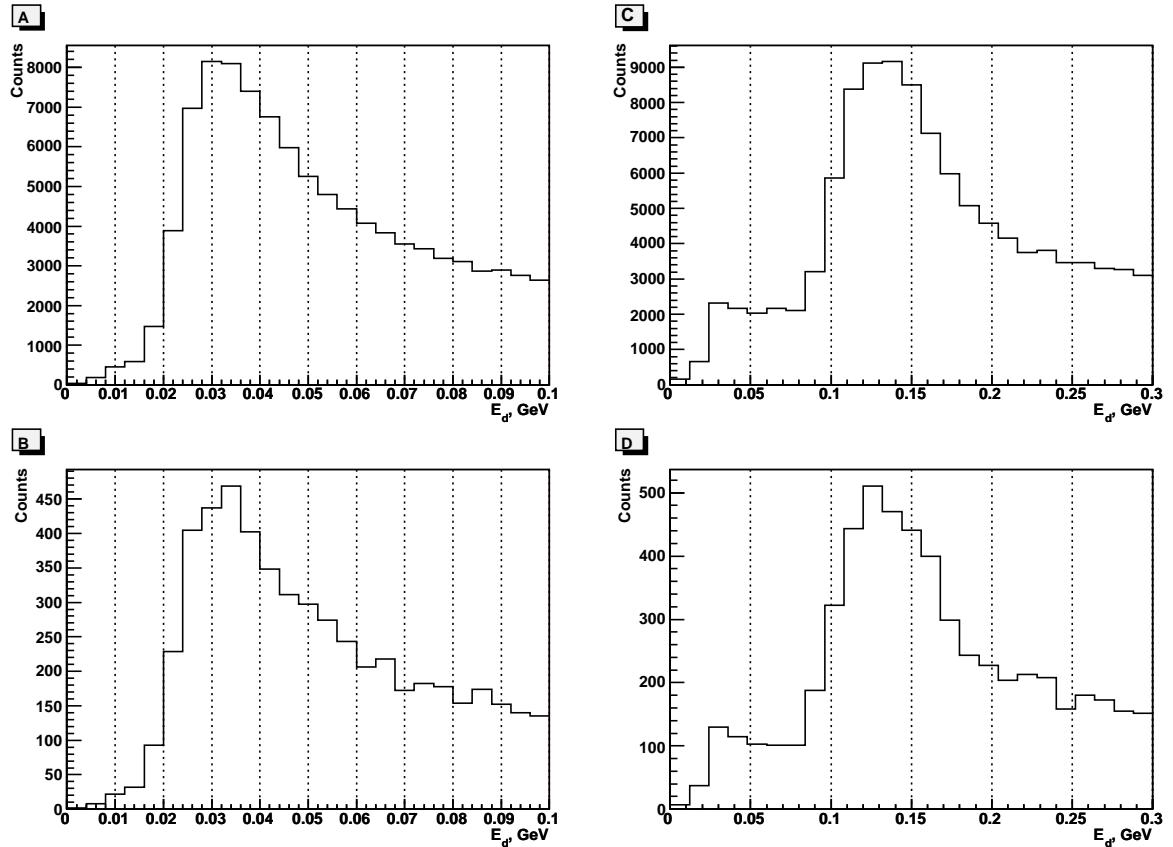


Рис. 4.9: (А) Полный протонный пик в верхнем слое калориметра (слой номер 0) за 59 часов измерений, (Б) протонный пик за 3 часа измерений (соответствует первой точке на графике рис. 4.10), (С) полный пик ядер гелия за 58 часов измерений, (Д) пик гелия за 3 часа измерений.

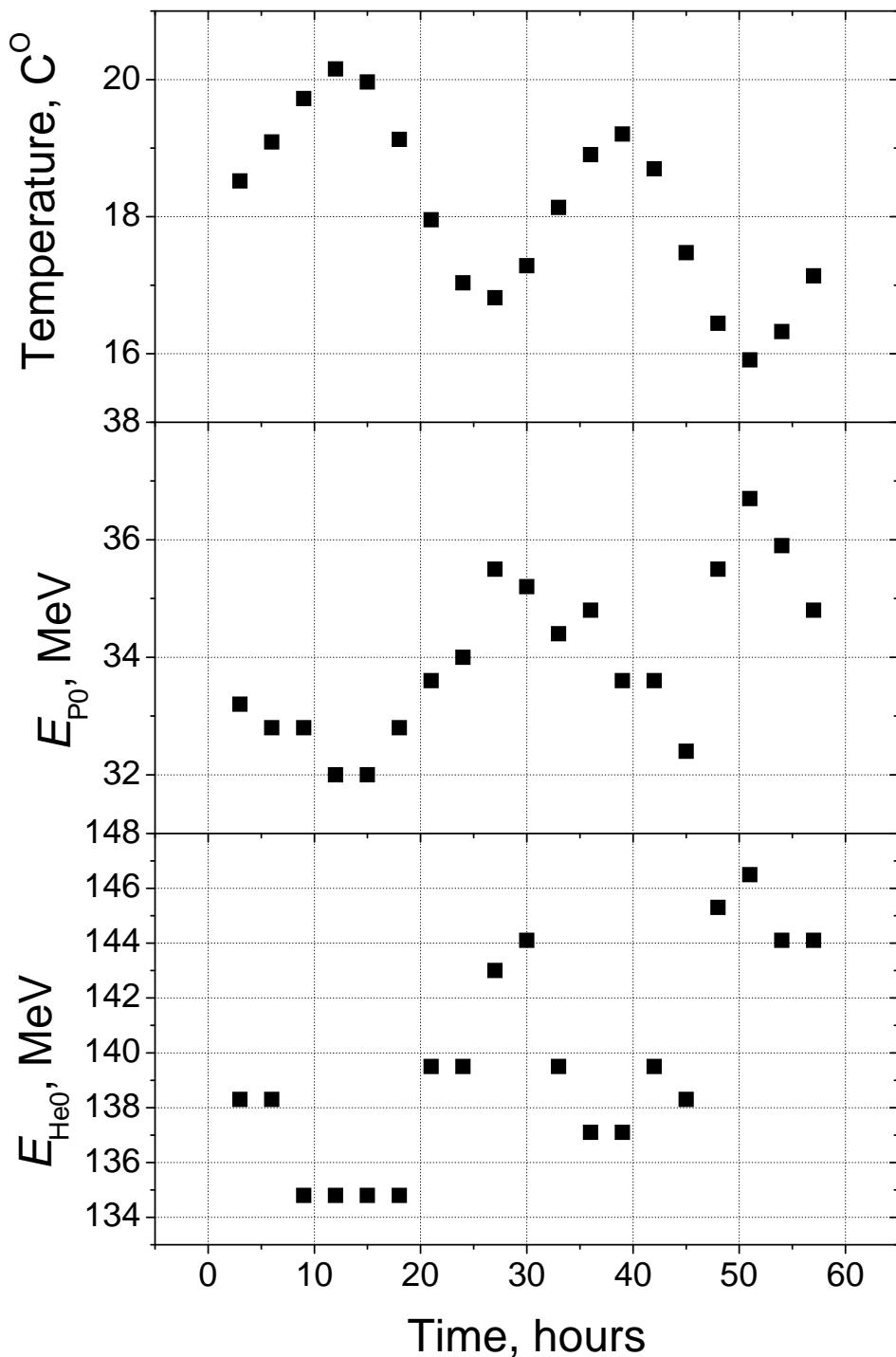


Рис. 4.10: Положения пика протонов и ядер гелия без ядерного взаимодействия в верхнем слое калориметра и суточные колебания температуры.

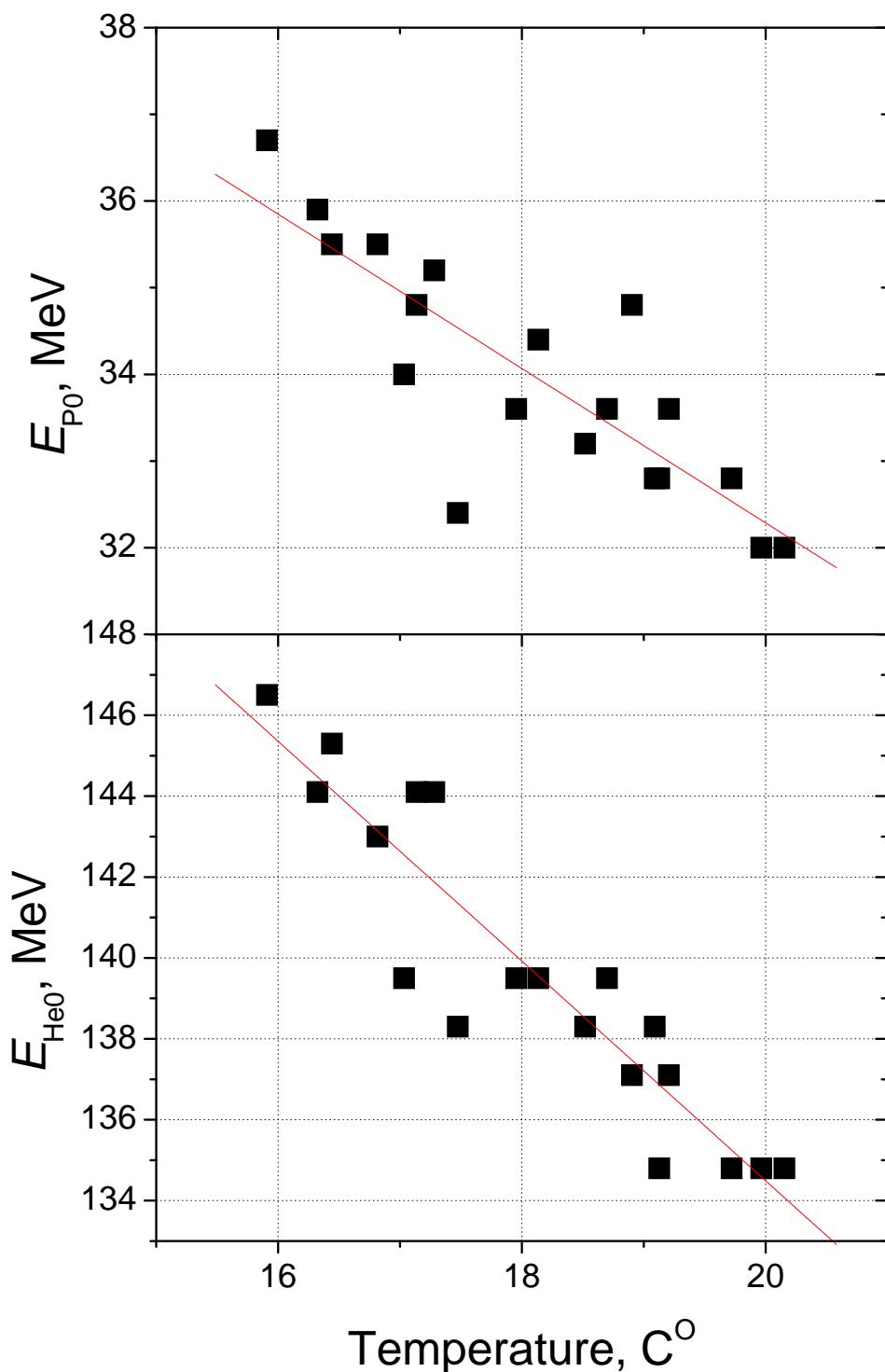


Рис. 4.11: Корреляция пика протонов и ядер гелия без ядерного взаимодействия в верхнем слое калориметра с суточными колебаниями температуры.

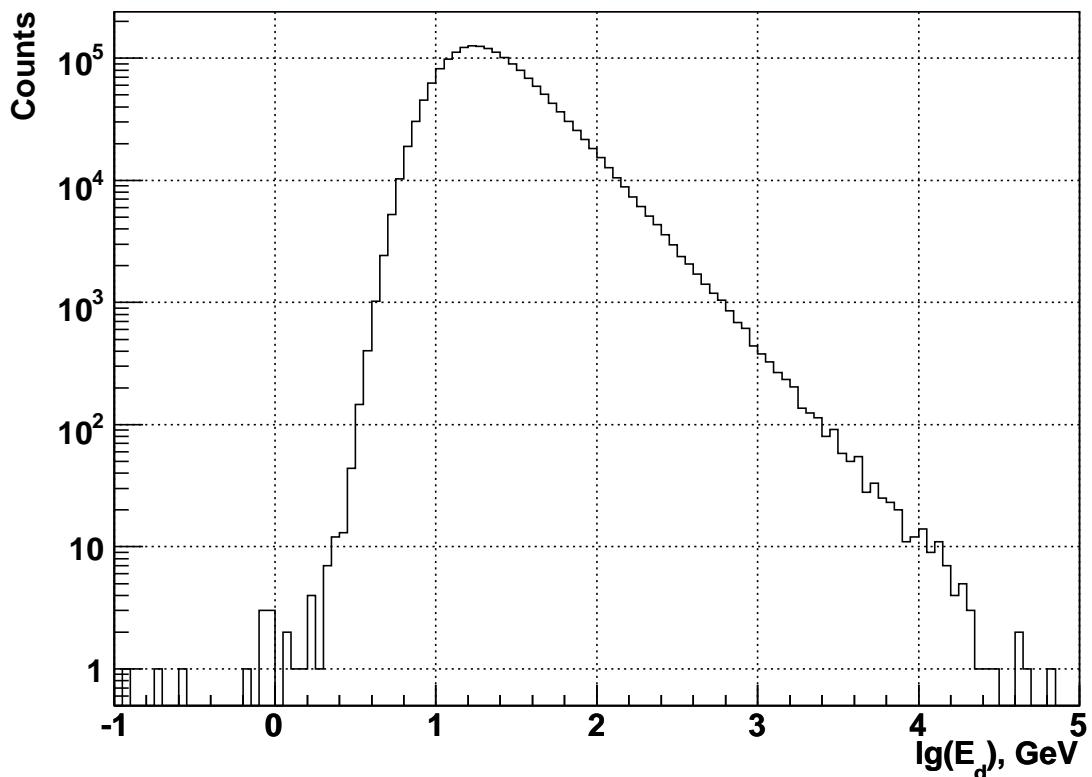


Рис. 4.12: Дифференциальный спектр энерговыделений в калориметре (в числе отсчетов на канал в зависимости от логарифма энерговыделения). Использована полная статистика, соответствующая одному из основных полетных триггеров. Спектр точно соответствует периоду времени, использованному для определения термочувствительности калориметра по вариации скорости счета (раздел 4.2.4).

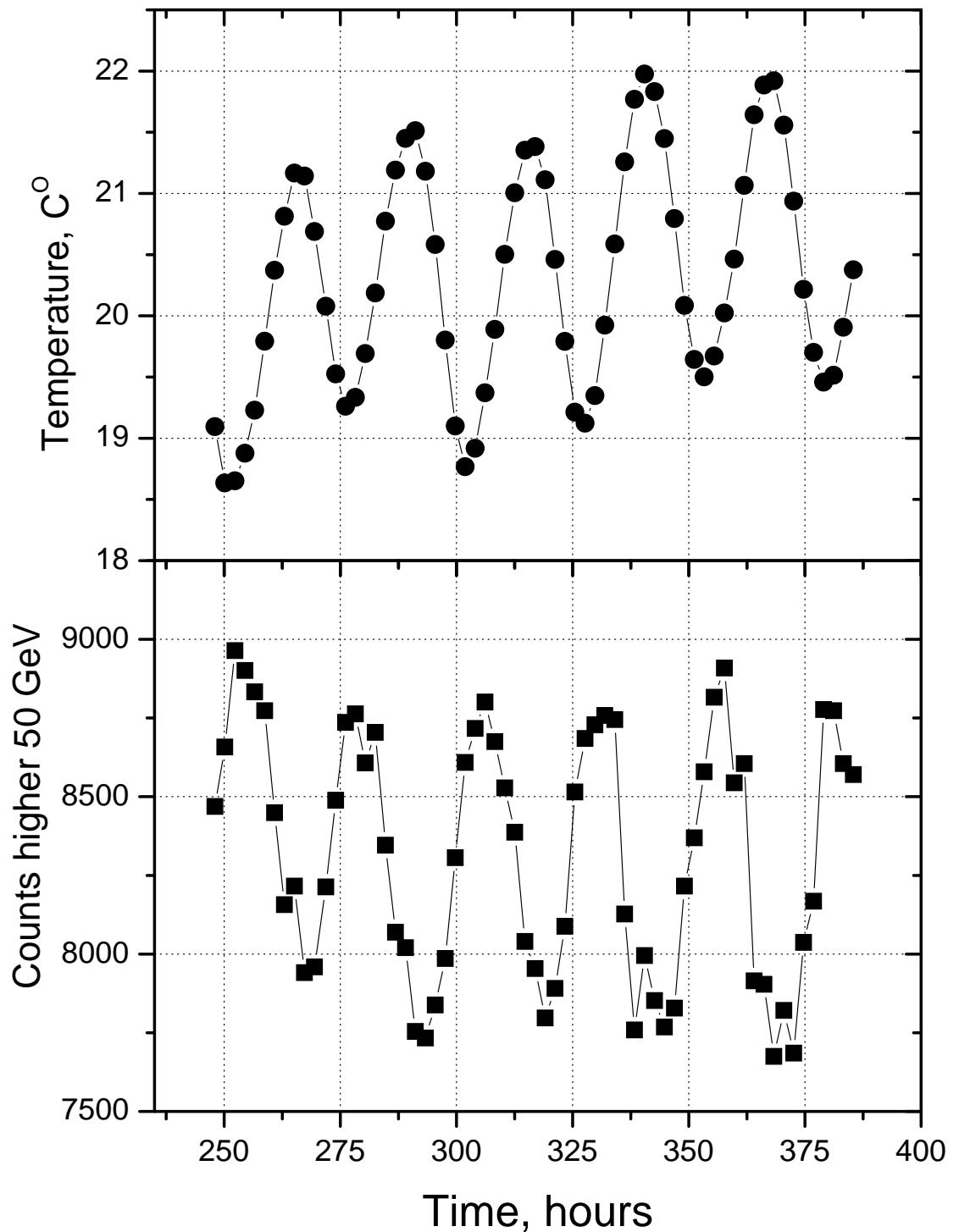


Рис. 4.13: Зависимость температуры калориметра и скорости счета космических частиц с энерговыделением выше 50 ГэВ и прошедших через апертуру спектрометра от времени.

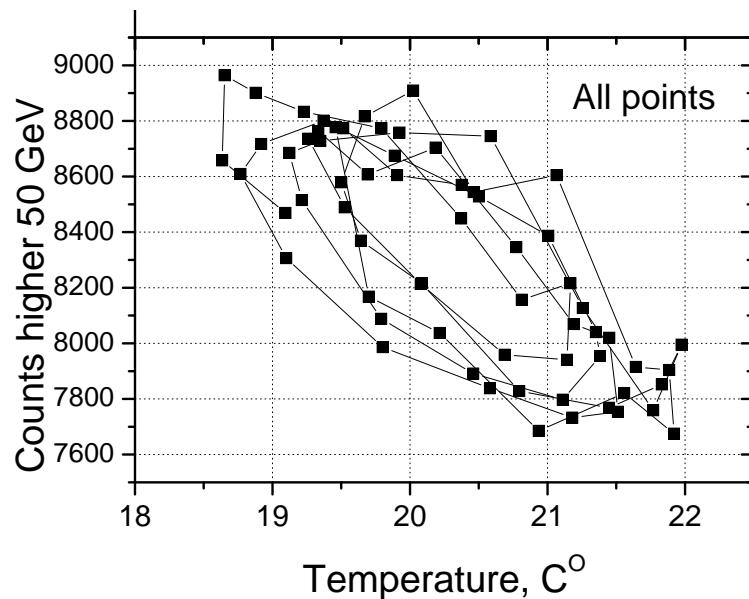


Рис. 4.14: Зависимость скорости счета космических частиц с энерговыделением выше 50 ГэВ, прошедших через апертуру спектрометра, от температуры.

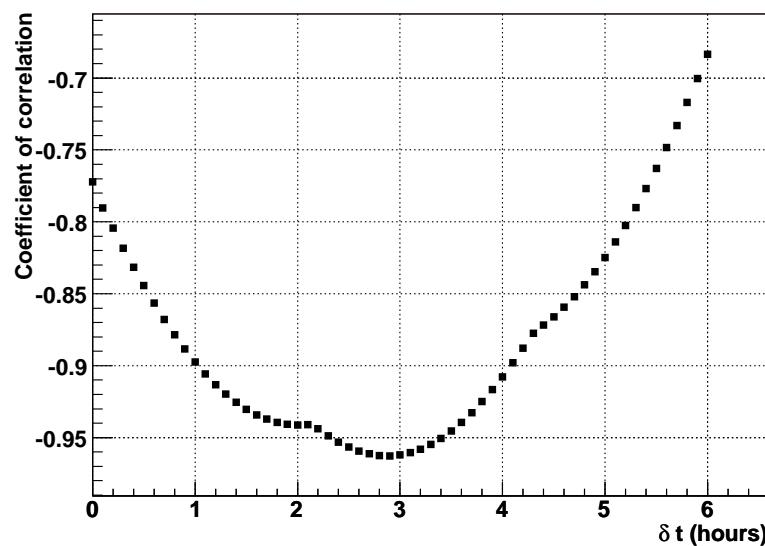


Рис. 4.15: Зависимость коэффициента корреляции кривых на рис. 4.14 от временного сдвига  $\delta t$ .

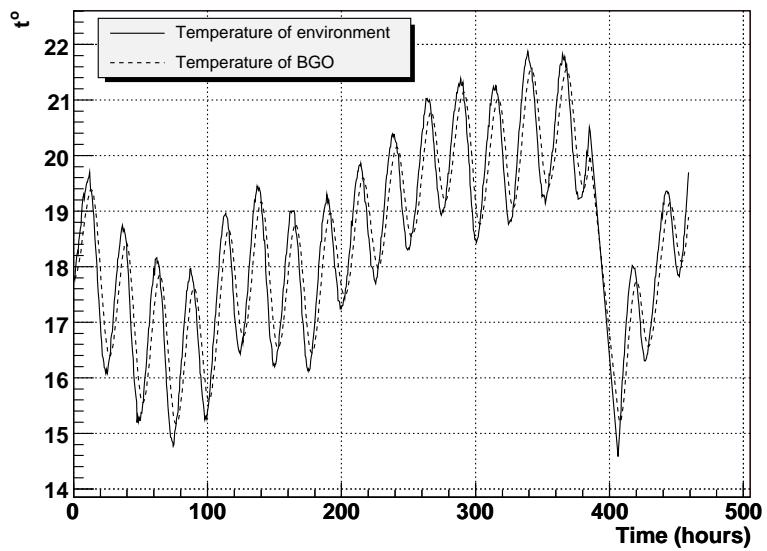


Рис. 4.16: Температура, измеренная датчиками, и эффективная температура калориметра, полученная решением уравнения (4.12).

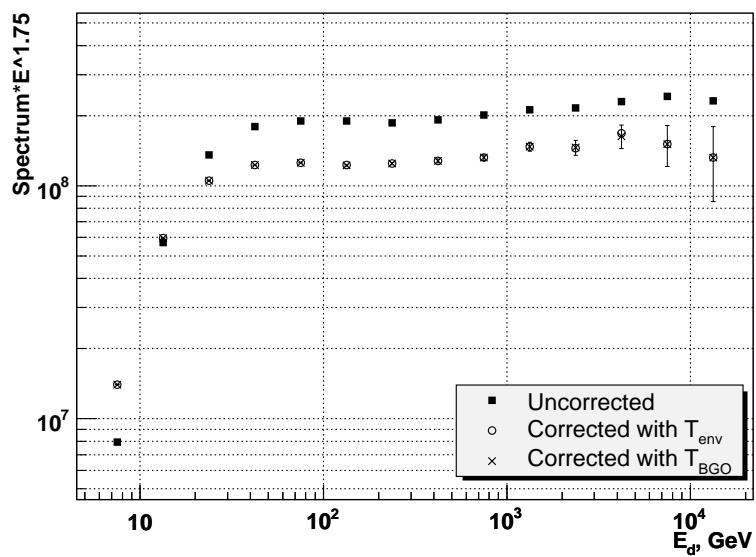


Рис. 4.17: Спектр энерговыделений протонов космических лучей в калориметре без поправки на чувствительность калориметра к температуре, с поправкой, использующей температуру окружения  $T_{env}$  и с поправкой, использующей эффективную температуру калориметра  $T_{BGO}$ .

# Глава 5

## Калибровка системы

### сцинтиляционных гаммоскопов и ее использование в качестве дополнительного детектора заряда

Система сцинтиляционных гаммоскопов спектрометра ATIC, как уже отмечалось в разделе 2.2.3, использовалась в основном для формирования претриггера спектрометра, а также как дополнительный детектор заряда для повышения зарядового разрешения. Режим повышенного зарядового разрешения был существенно использован в задаче определения спектров отдельных ядер тяжелее гелия и при исследовании отношения потоков B/C, N/O см. главу 8. Сцинтиляционные гаммоскопы использовались также в задаче селекции электронов из потока протонов при определении спектра электронов [12], однако эта группа вопросов выходит за пределы данной диссертации.

Задача калибровки сцинтиляционных гаммоскопов и повышения зарядового разрешения была решена независимо в Луизианском Национальном Университете [32] и в группе ATIC НИИЯФ МГУ [30]. Хотя детали методик незначительно отличались, были получены практически одинаковые результаты. Ниже детально будут описаны процедуры, реализованные в НИИЯФ МГУ, которые и были использованы в задаче измерения отношения B/C [30] и измерения спектров тяжелых ядер [34] (см. главу 8).

Фактически в качестве дополнительного детектора заряда использовался только самый верхний слой сцинтилляторов гаммоскопа S1 (см. рис. 2.3). Здесь детально будет описана процедура амплитудной калибровки только этого самого верхнего слоя сцинтилляторов. Все остальные сцинтилляторы гаммоскопов были, конечно, тоже прокалиброваны,

но для них процедура калибровки представляла собой упрощенный вариант калибровки верхнего слоя (только пункты 1–3 из следующего ниже списка), поэтому она не требует отдельного описания.

Процедура калибровки представляет собой многошаговый процесс, описанный в следующих ниже разделах данной главы:

1. Калибровка длины затухания света в стрипах;
2. Мюонная калибровка;
3. Междиапазонная калибровка;
4. Коррекция нелинейности;
5. Коррекция координатно-зависимой нелинейности;

В заключение будет описан алгоритм реконструкции заряда частицы с совместным использованием кремниевой матрицы и сцинтилляторов.

## 5.1 Калибровка длины затухания света в стрипах

Первый шаг анализа состоит в калибровке длины затухания света в стинтилляторных стрипах. Мы предполагаем, что основным источником затухания света при его распространении вдоль стрипа являются потери при отражении света от внутренних поверхностей стрипа. Потери на отражение будут эффективны только если угол отражения меньше чем угол полного внутреннего отражения для материала сцинтиллятора (угол измеряется относительно нормали к поверхности), поэтому предполагается, что кривая затухания будет, вообще говоря, двухкомпонентной: одна компонента будет напоминать экспоненту и будет соответствовать углам отражения меньше угла полного внутреннего отражения, а другая будет просто константой и описывает распространение света практически без потерь с углами больше угла внутреннего отражения в режиме световода.

Для получения кривой затухания для каждого фотоумножителя, просматривающего стрипы, использовался следующий метод<sup>1</sup> С использованием предполетного массива данных с мюонными событиями, мы реконструировали тректорию мюона для каждого события, определяли стрип сцинтиллятора, через который прошел мюон, и определяли

---

<sup>1</sup>Кривые затухания для двух разных фотоумножителей, просматривающих один и тот же стрип с двух разных концов, являются вообще говоря разными из-за нерегулярностей в коэффициенте отражения вдоль стрипа.

продольную координату в стрипе, соответствующую пересечению с траекторией (это была  $X$ -координата в верхнем слое стрипов). После коррекции амплитуды ФЭУ на  $\cos \Theta$  траектории, мы получали распределение нормализованных амплитуд в зависимости от продольной координаты для мюонного сигнала в стрипе. Этим путем мы получили массив картинок, содержащих распределение для каждого ФЭУ, и фитировали каждую кривую функцией

$$f_{F,A,\tau}(x) = F + A \exp(-x/\tau) \quad (5.1)$$

с параметрами фитирования  $F, A, \tau$ . Фрагмент массива картинок с калибровочными кривыми для длины затухания показан на рис. 5.1. Видно, что критерий  $\chi^2$  говорит о хорошем качестве фитирования функцией (5.1). Результат фитирования подтверждает гипотезу о двухкомпонентном характере кривой затухания. Среднее отношение  $F/A$  составило 0.52 со среднеквадратичным отклонением 0.24.

Таким образом, первым шагом в процессе обработки сигналов сцинтилляторов является нормализация сигнала на  $\cos \Theta$  траектории и, затем, нормализация сигнала на затухание в зависимости от продольной координаты сигнала в стрипе с использованием формулы (5.1). Амплитуда сигнала всегда приводится к стандартной координате, в качестве которой был выбран центр стрипа.

## 5.2 Мюонная калибровка гodosкопов

Энергетическая калибровка счетного канала ФЭУ сцинтилляторов производится в относительных единицах - МИПах, так как абсолютная калибровка не имеет практического смысла. Как и мюонная калибровка калориметра (раздел 4.1), мюонная калибровка сцинтилляционных гodosкопов проводилась по данным предполетных измерений.

Для получения мюонного пика для каждого ФЭУ, амплитуда каждого мюонного события ФЭУ корректировалась на  $\cos \Theta$ , соответствующий восстановленной траектории мюона, и на затухание света в стрипе, как было описано в предыдущем разделе. Полученные этим способом амплитудные распределения фитировались функциями

$$L_{A,B,C,D,E}(x) = A \exp \left[ 1 - \frac{x-B}{C} - \exp \left( -\frac{x-B}{C} \right) \right] + D \exp \left( -\frac{x}{E} \right), \quad (5.2)$$

где  $x$  означает номер ADC-канала ФЭУ и  $A, B, C, D, E$  – подгоняемые параметры. Параметр  $B$  представляет собой положение максимума амплитудного распределения, которое и принимается за величину МИПа.

Фрагмент массива мюонных калибровочных кривых показан на рис. 5.2. Критерий  $\chi^2$  показывает, что качество описания амплитудных распределений функцией (5.2) хорошее. Плоское плато слева от каждого пика связано с известным эффектом – с прохождением мюона через край сцинтиллятора.

### 5.3 Междиапазонная калибровка ФЭУ

Для увеличения динамического диапазона ФЭУ сигнал снимается с двух различных динодов, благодаря чему имеется два канала, один с высоким усилением ( $R_0$ ), другой с низким усилением ( $R_1$ ). Мюонная калибровка привязывает к энерговыделению чувствительный канал  $R_0$ . Для использования канала  $R_1$  необходимо провести междиапазонную калибровку, аналогично тому, как это было сделано для разных каналов калориметра (раздел 4.1). Для того, чтобы произвести такую калибровку, нужно использовать сигналы, которые дают одновременно отклик в каналах  $R_0$  и  $R_1$  без насыщения, и по экспериментальному набору точек  $R_1:R_0$  найти аналитическое соотношение  $R_1(R_0)$ . Сигналы с достаточной интенсивностью имеются только в полетных данных, поэтому междиапазонная калибровка проводится по полетным данным. Некоторой проблемой в реализации этой программы является то, что для каждого определенного значения  $R_0$  иногда встречаются очень большие флуктуации  $R_1$  вокруг определенного среднего значения. Для каждого узкого диапазона  $R_0$  распределение  $R_1$  имеет ясно видимый максимум, но также и очень широкие крылья – распределение очень далеко от гауссовского. Попытка использовать среднее значение  $R_1$  для каждого  $R_0$  ведет к бессмысленному результату. Способ преодоления этой трудности состоит в использовании наиболее вероятного значения в распределении  $R_1$  для каждого  $R_0$  вместо среднего значения. Весь диапазон  $R_0$  был поделен на некоторое количество эквидистантных бинов, для каждого такого бина построена гистограмма распределения значений  $R_1$  (это сделано для каждого ФЭУ), и для каждой гистограммы найдено наиболее вероятное значение. Это наиболее вероятное значение и принималось за калибровочное значение  $R_1(R_0)$ , где  $R_0$  теперь означает центр соответствующего бина.

Фрагмент массива междиапазонных калибровочных кривых  $R_1(R_0)$  показан на рис. 5.3. Калибровочные кривые построены для периода полета, когда высоковольтный конвертер S1S3-1 поддерживал напряжение 600V (период полета, который дал наиболее надежные физические события, которые использовались в окончательной обработке

данных, см. раздел 2.5). Для описания этих кривых была испытана функция

$$R1 = A \times R0 + B \times R0^2. \quad (5.3)$$

Как видно из рис. 5.3, качество описания очень хорошее. Не видно никаких причин, которые помешали бы экстраполировать соотношение (5.3) за предел насыщения диапазона  $R0$ . Для обработки сигналов с большой амплитудой (когда диапазон  $R0$  оказывается в насыщении), амплитуда  $R1$  отображается на ось  $R0$  с помощью калибровочной функции (5.3) и затем величина сигнала в МИПах определяется по  $R0$ -амплитуде с помощью мюонной калибровки.

## 5.4 Коррекция нелинейности отклика сцинтилляторов

После выполнения описанных выше процедур, в первом приближении может быть оценен заряд частицы:  $Q = \sqrt{E}$ , где  $E$  – энерговыделение, выраженное в относительных единицах – МИПах. Однако, из-за эффекта насыщения, величина заряда будет еще сильноискаженной из-за нелинейной связи выхода света и степени ионизации (эффект Биркса [300, 301]), вызванной прохождением частицы с зарядом  $Z$ . Чем больше величина заряда, тем сильнее искажения. Для коррекции этого искажения для каждого ФЭУ выполнена следующая процедура.

Для каждого ФЭУ, просматривающего стрипы сцинтилляторов, по полетным данным были получены одночастичные спектры для ядер  $p$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{Fe}$ . Для получения одночастичного спектра, например, ядра углерода, для одного ФЭУ (например стрип 30, сторона 1), мы выбирали события, в которых заряд первичной частицы, определенный по кремниевой матрице, составлял  $5.5 < Q_{Si} < 6.5$  и в котором восстановленная траектория проходила через стрип номер 30. Одночастичный спектр ядра углерода для стрипа 30, стороны 1, есть в точности спектр всех зарядов, полученных для соответствующего ФЭУ в этих условиях. Оценки положений сцинтилляторных пиков для каждого их ядер  $p$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{Fe}$  дают калибровочную кривую для коррекции нелинейности отклика сцинтилляторов. Калибровочные пики для стрипа 30, стороны 1 (в качестве примера), показаны на рис. 5.4. Аналогичный набор спектров строился для каждого ФЭУ. Для пользования полученными калибровочными точками для каждого ФЭУ точки интерполируются индивидуальным кубическим сплайном. Пример калибровочного массива (стрип 30, сторона 1) приведен в табл. 5.1. Как можно увидеть из таблицы, положение протонного пика не есть точно 1.0, как следовало бы ожидать

Таблица 5.1: Таблица калибровки нелинейности сцинтиллятора (стрип 30, сторона 1).

Ядро	истинный заряд	искаженный заряд
p	1	0.95666
He	2	1.84513
B	5	3.67674
C	6	4.09852
O	8	4.79509
Ne	10	5.38684
Mg	12	5.85334
Si	14	6.25
Fe	26	7.82

на основании мюонной калибровки. Было обнаружено, что усиление различных ФЭУ по неизвестной причине отличается от соответствующих значений в предполетный период, причем в разной степени для разных ФЭУ. Фактически, калибровка нелинейности одновременно исправляет и это искажение, поэтому калибровка сцинтилляторов оказывается почти полностью полетной.

## 5.5 Коррекция координатно-зависимой нелинейности

Тщательный анализ показывает, что всех предыдущих калибровок еще не достаточно для получения наилучшего результата.

Для каждого стрипа сцинтилляторов имеется пара ФЭУ – один со стороны стрипа номер 0, и один со стороны номер 1, и каждый из них дает свой отклик на заряженную частицу. В идеальном случае оба ФЭУ после правильной обработки сигналов, включая коррекцию затухания света, калибровку чувствительности и коррекцию нелинейных искажений, должны дать одинаковую величину заряда частицы с точностью до статистических флуктуаций. Тогда можно было бы усреднить эти два значения и получить лучшее зарядовое разрешение. Оказалось, что это действительно так для протонов и гелия, однако это еще невозможно для ядер с зарядом больше 3, так как для них остается систематическая зависимость величины определяемого заряда от продольной координаты заряженной частице в стрипе.

Зависимости полученного заряда от продольной координаты частицы в стрипе для протонов и ядер гелия показаны на рис. 5.5. Каждая из картинок получена суммированием индивидуальных картинок для каждого ФЭУ с одной стороны стрипов (сторона 1 для данной картинки). Видно, что зависимости слабы, следовательно для протонов и

гелия коррекция затухания света в стрипе работала хорошо. Аналогичные зависимости для кислорода и неона (в качестве примера) показаны на рис. 5.6. Зависимости сильны и должна быть проведена их коррекция. Что является причиной этого искажения, осталось не вполне ясным.

Для корректировки этой нелинейности с использованием полетных данных были вычислены наиболее вероятные значения полученных зарядов для всех ФЭУ, отдельно для каждой стороны стрипов, в зависимости от величины продольной координаты частицы и первичного заряда частицы  $Z$ , определенного по кремниевой матрице. Затем по этим данным были построены двухмерные поверхности для коэффициентов коррекции. При этом для интерполяции по значениям продольной координаты между реперными точками использовались кубические сплайны, а для интерполяции по зарядам  $Z$  - кусочно-линейные сплайны. Для ФЭУ другой стороны стрипов достаточно поверхность просто зеркально отразить относительно продольной координаты  $x = 0$ . Зависимости полученного заряда от продольной координаты после проведенной коррекции показаны на рис. 5.7. Видно, что выраженная зависимость определяемой величины заряда от продольной координаты ядра вдоль стрипа исчезла, поэтому величину заряда можно определять, усредняя сигнал по обеим сторонам стрипа.

## 5.6 Алгоритм реконструкции заряда ядер с использованием одновременно кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов

Сцинтилляторы не очень полезны для определения заряда легких ядер, таких как протоны и гелий, так как определяемый заряд в этом случае часто оказывается искажен обратными токами, проходящими через тот же стрип, через который прошел и заряд первичной частицы. Улучшение зарядового разрешения в этом случае и не очень нужно, так как кремниевая матрица сама по себе для этих ядер дает достаточно хорошее разрешение. Для ядер Li и Be ситуация до некоторой степени промежуточная, но начиная с бора ( $Z = 5$ ) влияние обратных токов становится слабым, а задача улучшения зарядового разрешения, напротив, очень актуальна. Амплитуда сигнала альбедо в верхнем слое сцинтилляторов в типичном случае не превосходит 1–2 МИП, но амплитуда сигнала ядра бора есть  $5^2 = 25$  МИП. Сигнал альбедо выглядит лишь как малая поправка к сигналу первичной частицы и стрип сцинтиллятора работает как хороший зарядовый детектор.

Поэтому рассматриваемая ниже методика относится, главным образом, к ядрам начиная с  $Z = 5$ . Использование сцинтилляторов для определения заряда оказывается не эффективным и для ядер тяжелее кремния ( $Z = 14$ ), так как из-за сильных нелинейных искажений зарядовое разрешение сцинтилляторов начинает быстро падать. Сцинтилляторы работают наиболее эффективно в области зарядов ядер от бора до кремния.

Реконструкция заряда по данным верхнего слоя сцинтилляторов имеет одну техническую трудность. Стрипы сцинтилляторов, имея поперечное сечение  $2 \times 1 \text{ см}^2$ , не являются тонкими, и вероятность прохождения первичной частицы одновременно через два соседних стрипа велика, особенно для стрипов, близких к границе гаммоскопа, где большинство траекторий сильно наклонены. В случае одновременного прохождения частицы через пару стрипов, каждый из стрипов дает неверный энергетический отклик, и только сумма этих откликов приводит к правильному значению заряда. Но точность реконструкции траектории частицы не дает возможность точно определить, прошла ли частица только через один стрип, или одновременно через пару соседних стрипов. Поэтому всякий раз приходится рассматривать оба варианта, и выбирать в каком-то смысле наилучший из них. Следующий алгоритм представляет одну из возможных реализаций этой идеи среди других возможностей (которые также изучались).

Если величина заряда, определенная кремниевой матрицей, больше четырех, то ясно, что где-то в верхнем слое сцинтилляторов мы должны найти большой сигнал от того же самого заряда. Будем тогда искать этот заряд, проверяя сигналы всех отдельных стрипов и суммы сигналов всех соседних стрипов.

Первая проблема, которую здесь надо решить, это ответить на вопрос: «что в точности означает, приблизительно такой же заряд?» Для ответа на этот вопрос мы получили экспериментальные одночастичные распределения в сцинтилляторах для случаев, когда с большой вероятностью имеется одностриповый правильный одночастичный отклик. Для получения таких распределений выбирался некоторый диапазон зарядов в кремниевой матрице, например  $7.9 < Z < 8.1$ , чтобы селектировать с большой вероятностью кислород, и строился зарядовый спектр с использованием стрипов, ближайших к реконструированной траектории. Одночастичный пик для кислорода (в качестве примера) показан на рис. 5.8. Пик ясно виден на рисунке. Левый хвост пика связан, во-первых, с частицами, прошедшими только через угол стрипа, во-вторых – с ядрами, провзаимодействовавшими в стрипе или над ним. Правое крыло распределения видно очень ясно и по нему легко получить ‘ширину зарядового распределения’  $W$ . Для разных ядер эта ширина оказывается разной. Условием для принятия заряда, реконструированного кремниевой матрицей,

является

$$|Q_{Si} - Q_{Sci}| < W(Q_{Si}). \quad (5.4)$$

С использованием полученных одночастичных зарядовых спектров были выбраны значения значения  $W_Z = 1.5$  для  $Z \leq 8$  (см. рис. 5.8),  $W_Z = 2.0$  для  $Z = 14$  и  $W_Z = 5.0$  для  $Z = 26$  с линейной интерполяцией между зарядами  $Z$ .

Основная часть алгоритма такова. Для каждого сцинтиллятора и для каждой пары соседних сцинтилляторов в верхнем гамма-спектре вычисляется заряд, и из всего массива полученных значений выбирается ближайшее к заряду, реконструированному кремниевой матрицей. На этом шаге алгоритма сигнал от частицы не может быть потерян. Если найденный заряд принадлежит коридору, определяемому формулой (5.4), заряд принимается, в противном случае заряд считается не найденным.

Найденный заряд сопровождается информацией о расстоянии от главного стрипа, давшего сигнал (того, который дал большую часть сигнала), до реконструированной траектории. Функция распределения для таких расстояний показана на рис. 5.9. Хорошо видно, что распределение является двухкомпонентным. Это распределение интерпретируется следующим образом. Узкая компонента распределения связана с истинным сигналом от настоящего первичного ядра. Широкая (и значительно более слабая) компонента связана с альбедными частицами и, возможно, с некоторыми другими вторичными продуктами (осколками первичных ядер). Узкое распределение, отвечающее истинным ядрам, выделить нетрудно, так как доля загрязнений под узким распределением составляет величину лишь порядка 0.01 в относительных единицах. По рис. 5.9 для выделения узкого распределения истинных сигналов легко определяется простое условие

$$|\Delta d_{traj}| < 5 \text{ см}, \quad (5.5)$$

где  $\Delta d_{traj}$  есть расстояние от главного стрипа до траектории. Селекция сигнала с использованием правила селекции траектории есть последний шаг алгоритма определения заряда по верхнему слою сцинтилляторов.

Отметим, что полученный таким способом по данным сцинтилляционного гамма-спектра заряд зависит от заряда, реконструированного по данным кремниевой матрицы. Поэтому он используется только для улучшения зарядового разрешения кремниевой матрицы. Для получения окончательного значения заряда по данным кремниевой матрицы вместе с сцинтилляторами мы усредняем заряд, определенный по кремниевой матрице и по сцинтилляторам:

$$Q = (Q_{Si} + Q_{Sci})/2. \quad (5.6)$$

## 5.7 Результаты

Сравнение разрешения и статистики спектра зарядов  $3 < Z < 15$  для заряда, определенного только по кремниевой матрице и для основного алгоритма реконструкции заряда по кремниевой матрице вместе с верхним слоем сцинтилляционного гадоскопа, как описано в предыдущем разделе, показано на рис. 5.10. Видно, что зарядовое разрешение, полученное при использовании кремниевой матрицы вместе с сцинтилляторами существенно выше, чем только для кремниевой матрицы, но статистика составляет только 80.5% от статистики метода с использованием одной только кремниевой матрицы. Потеря статистики связана главным образом с взаимодействием ядер в сцинтилляторе и в других элементах конструкции ATIC. Потеря статистики в 20% не является тяжелой проблемой для обработки данных.

Зарядовое разрешение можно еще улучшить, используя более жесткие условия на разницу  $Q_{Si}$  и  $Q_{Sci}$ . Два примера такой обработки показаны на рис. 5.11. Можно видеть улучшение разрешения, сопровождаемое падением статистики по мере выбора все более жесткого условия на  $|Q_{Si} - Q_{Sci}|$ . Даже для случая  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.475$  мы имеем 50.7% от начальной статистики, что еще не слишком мало для разумной обработки результатов. Таким образом, имеются некоторые степени свободы для выбора компромисса между статистикой и разрешением.

Так как поток альбедных частиц растет с энергией первичных частиц, то можно ожидать, что с ростом энергии будет ухудшаться зарядовое разрешение и расти фон. Зарядовые спектры для энергий  $E_{deposit} > 300$  ГэВ и для  $E_{deposit} > 1000$  ГэВ показаны на рис. 5.12. Мы специально построили эти картинки для особенно жесткого критерия отбора  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.475$  чтобы показать, что даже в таких условиях можно получить спектры при высоких энергиях. Из рис. 5.12 видно, разрешение остается довольно хорошим и при энергиях  $E_{deposit} > 1000$  ГэВ, что обеспечивает разумные условия для исследования проблемы В/С. Для изучения отношения В/С в эксперименте ATIC было использовано еще более жесткое зарядовое условие  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.25$ , что обеспечило зарядовое разрешение в группе CNO на уровне 0.2 зарядовых единицы против 0.3 зарядовых единицы для одной кремниевой матрицы (см. раздел 8.3, стр. 237 и рис. 8.8, стр. 247).

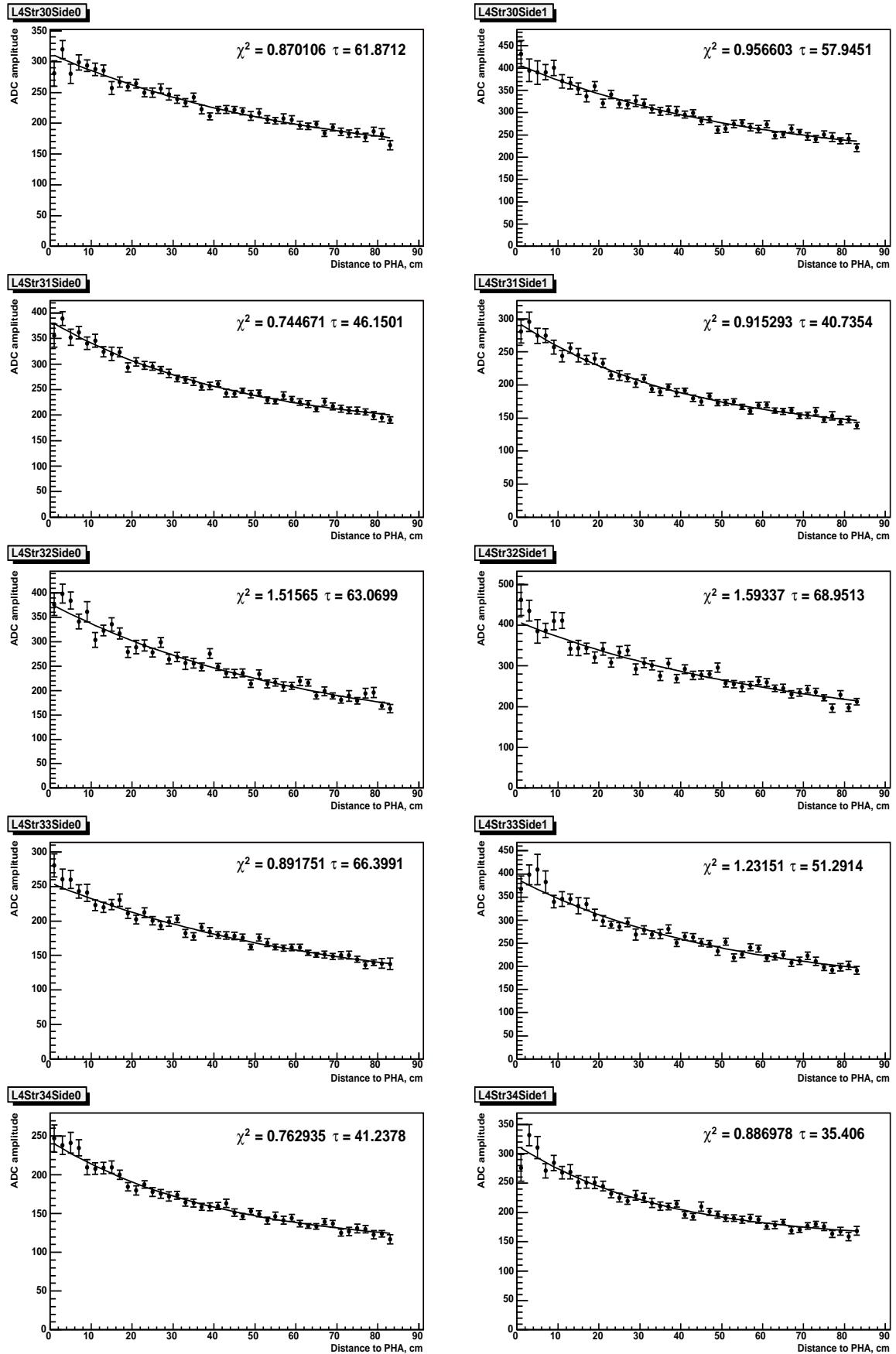


Рис. 5.1: Калибровочные кривые для длины затухания для стрипов 30–34 (верхний слой).

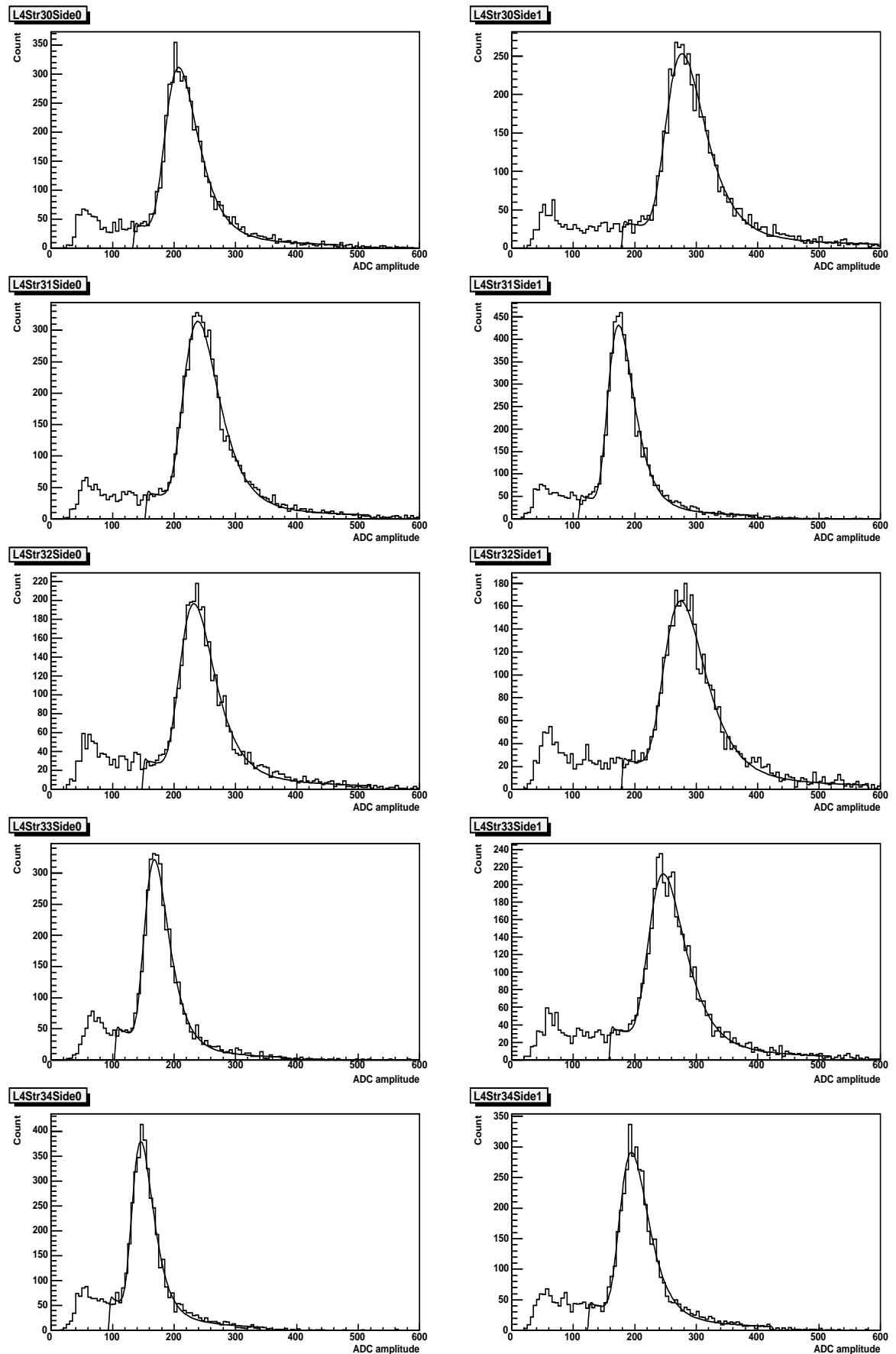


Рис. 5.2: Мюонные пики для стрипов 30–34 (верхний слой).

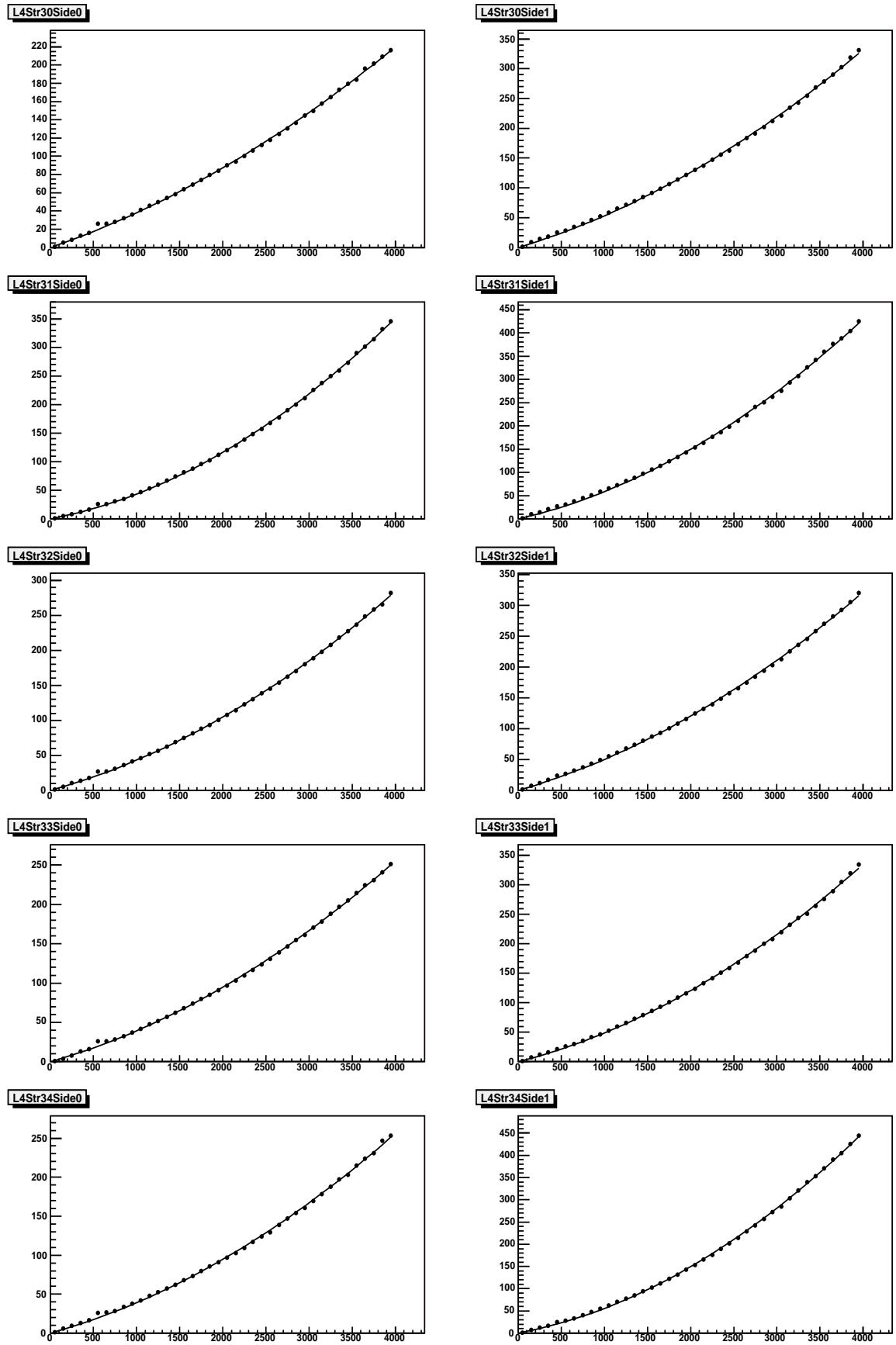


Рис. 5.3: Калибровочные кривые  $R1(R0)$  для стрипов 30–34 (верхний слой).

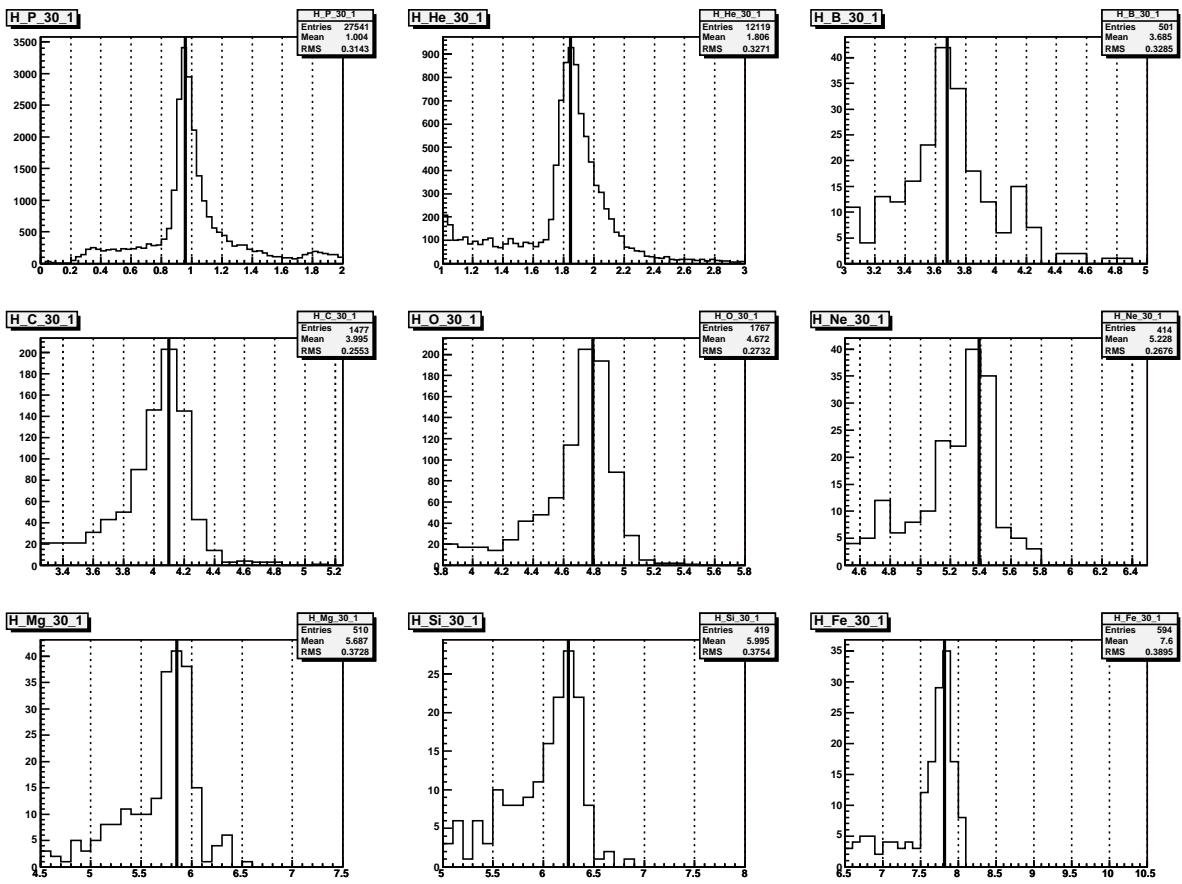
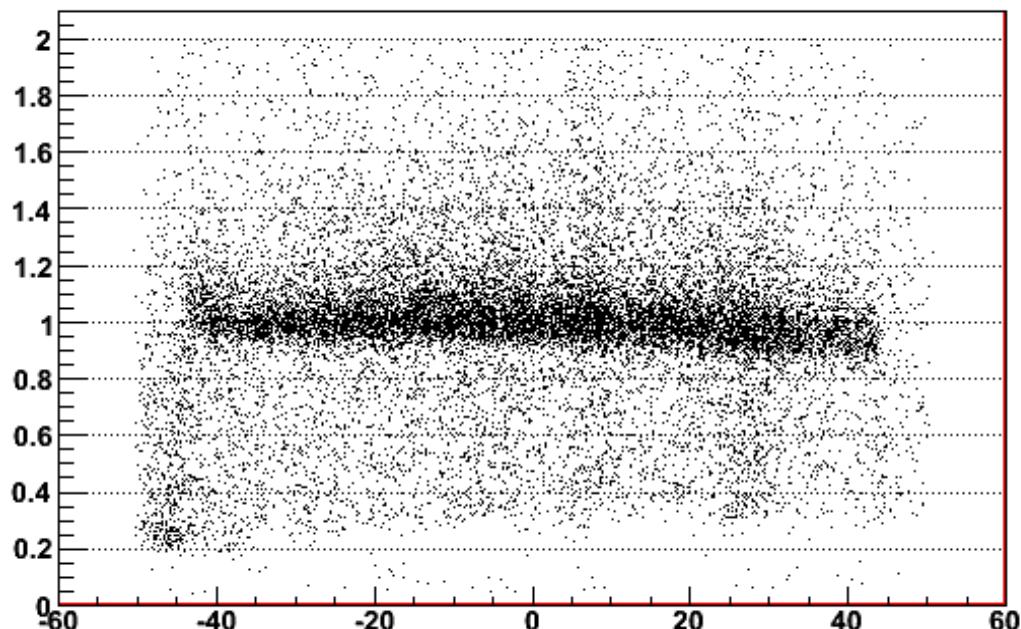


Рис. 5.4: Калибровочные одночастичные зарядовые пики и их аппроксимированные положения (вертикальные линии) для стрипа 30, сторона 1.

QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<2&&0<QSi1&&QSi1<1.6}



QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<4&&1.6<QSi1&&QSi1<2.5}

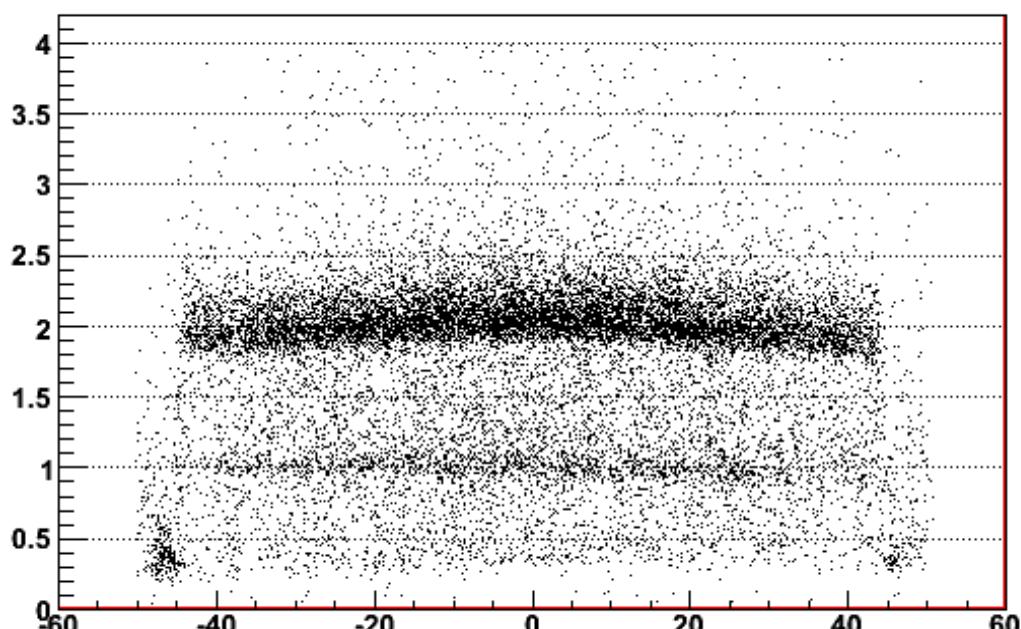
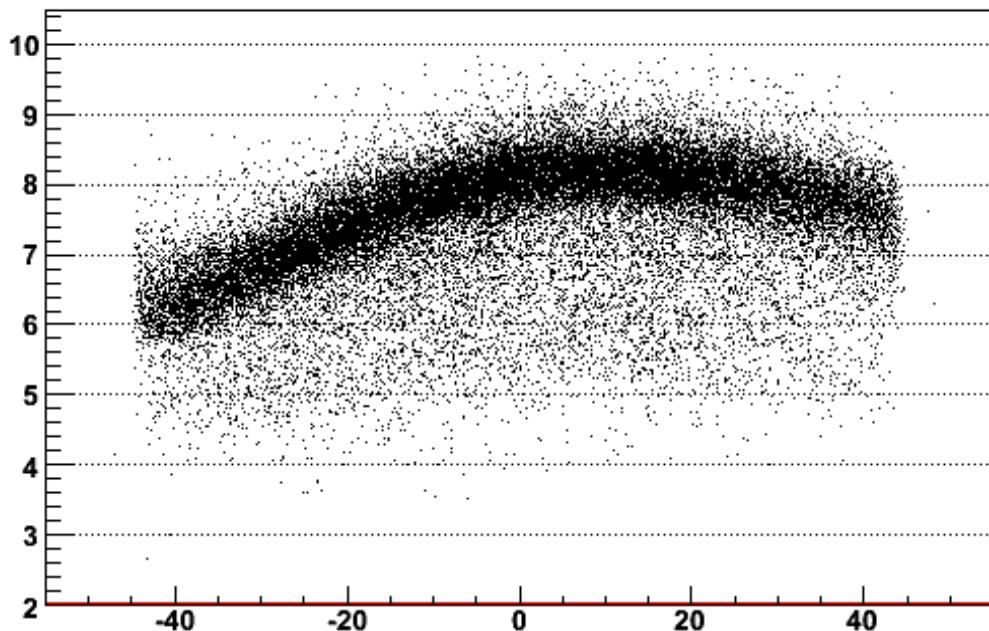


Рис. 5.5: Зависимости полученного заряда от продольной координаты частицы в стрипе сцинтиллятора для протонов (верхний график) и ядер гелия (нижний график). Положению ФЭУ на этом рисунке соответствует координата  $-44.1$  см. Координаты частицы получены реконструкцией траектории. Тип ядра определялся по сигналу в кремниевой матрице.

QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<10&&7.5<QSi1&&QSi1<8.5}



QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<14&&9.5<QSi1&&QSi1<10.5}

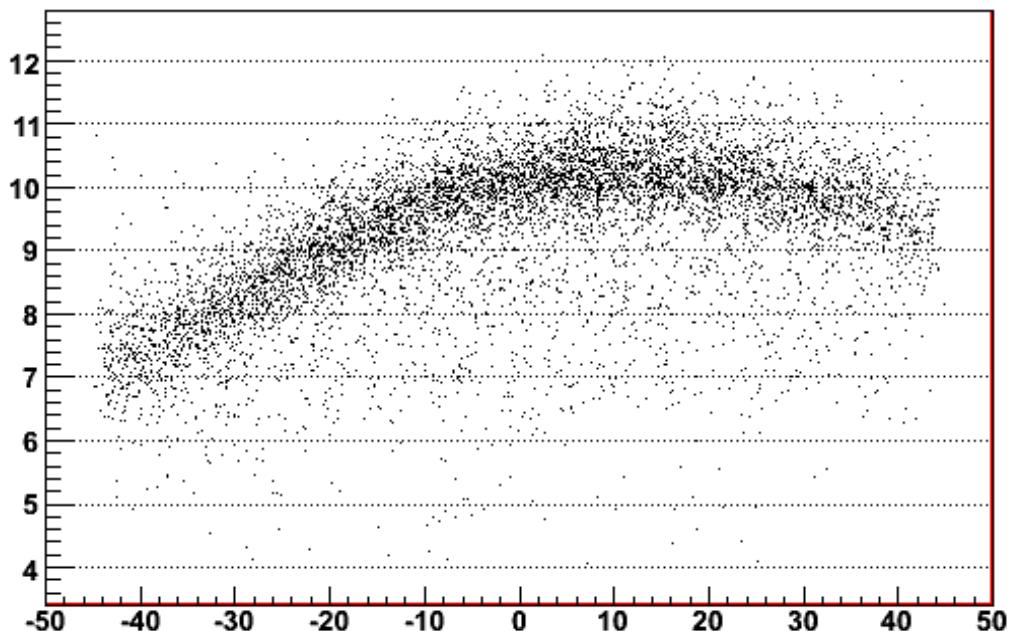
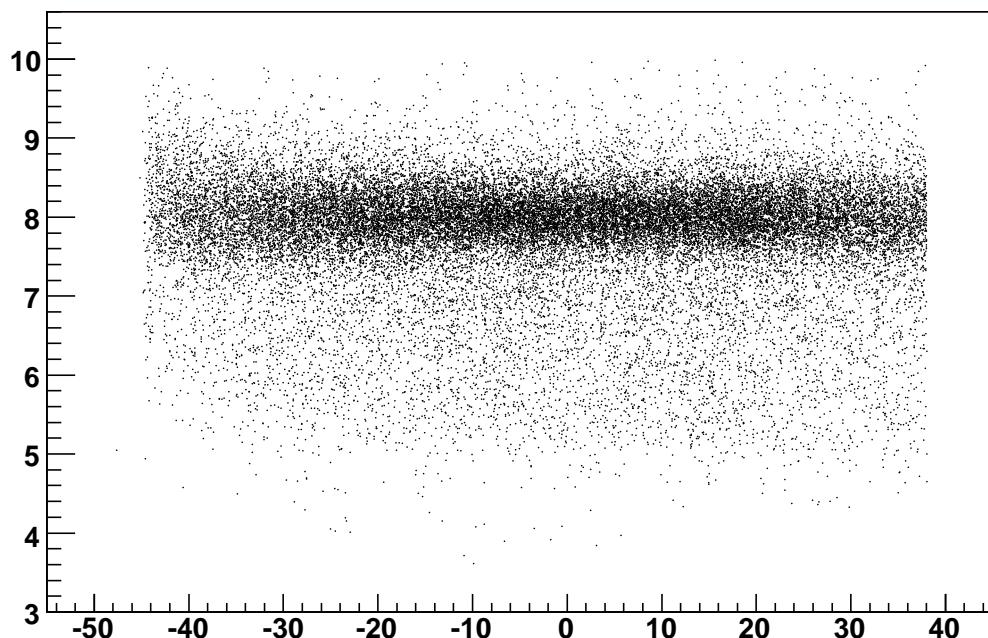


Рис. 5.6: Зависимости полученного заряда от продольной координаты частицы в стрипе сцинтиллятора для кислорода (верхний график) и неона (нижний график).

QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<10&&7.5<QSi1&&QSi1<8.5}



QSci1:SciLongCoord {EBGO>30&&0<QSci1&&QSci1<14&&9.5<QSi1&&QSi1<10.5}

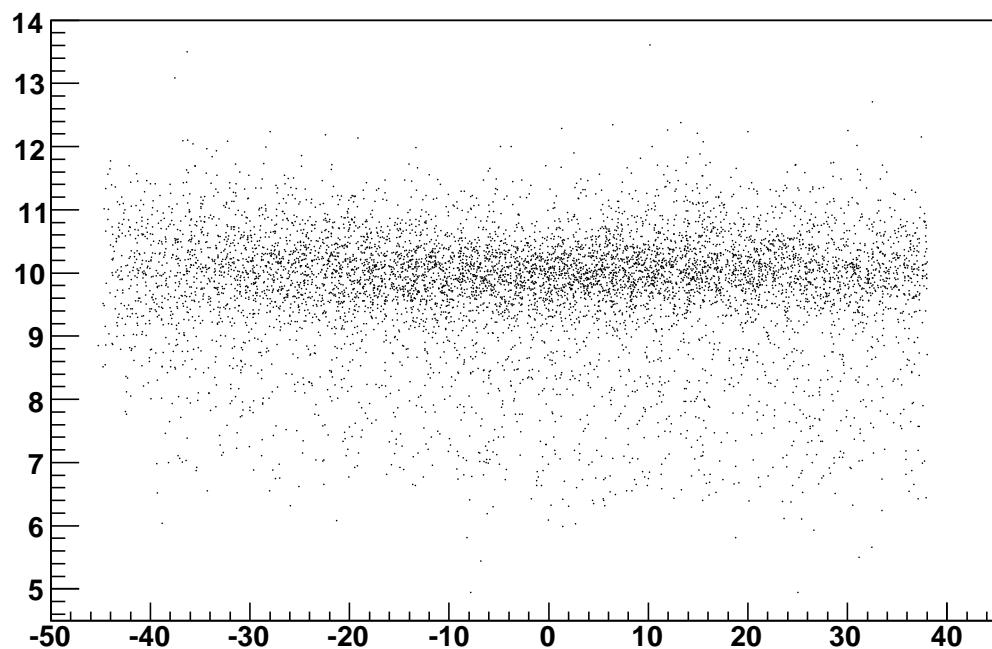


Рис. 5.7: Зависимость величины найденного заряда от продольной координаты частицы в стрипе сцинтиллятора для кислорода (верхний график) и неона (нижний график) после коррекции координатно-чувствительного нелинейного искажения.

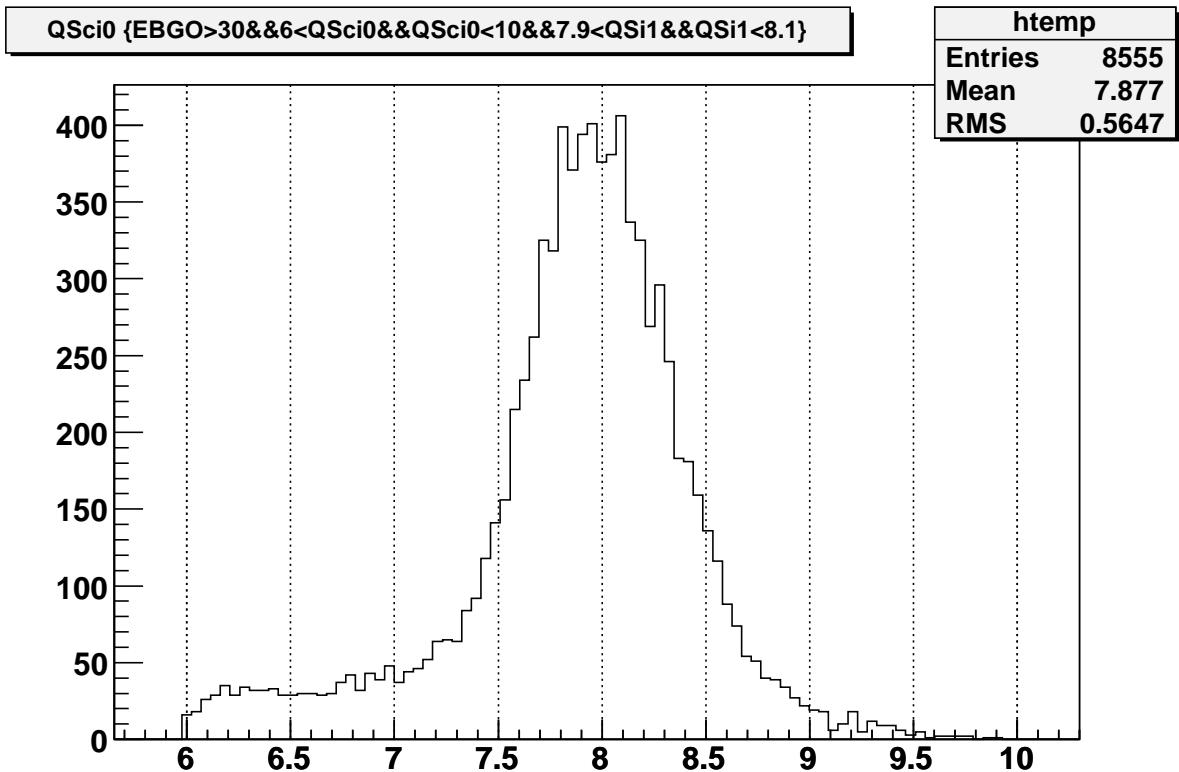


Рис. 5.8: Одночастичный пик кислорода в сцинтилляторном стрипе, используемый для получения ширины зарядовой линии коридора, используемой при селекции заряда кислорода.

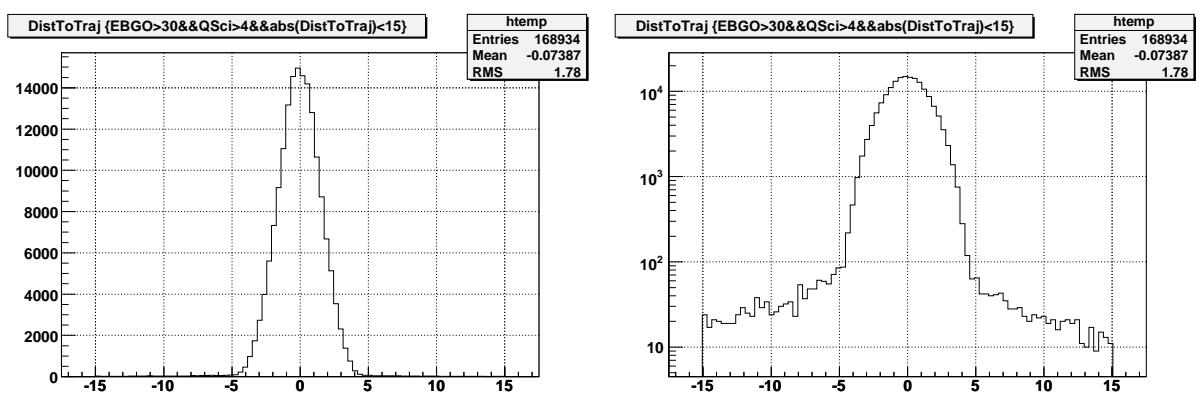


Рис. 5.9: Функция распределения расстояния от главного стрипа сцинтиллятора, давшего сигнал заряда частицы, до реконструированной траектории в линейной и логарифмической шкалах.

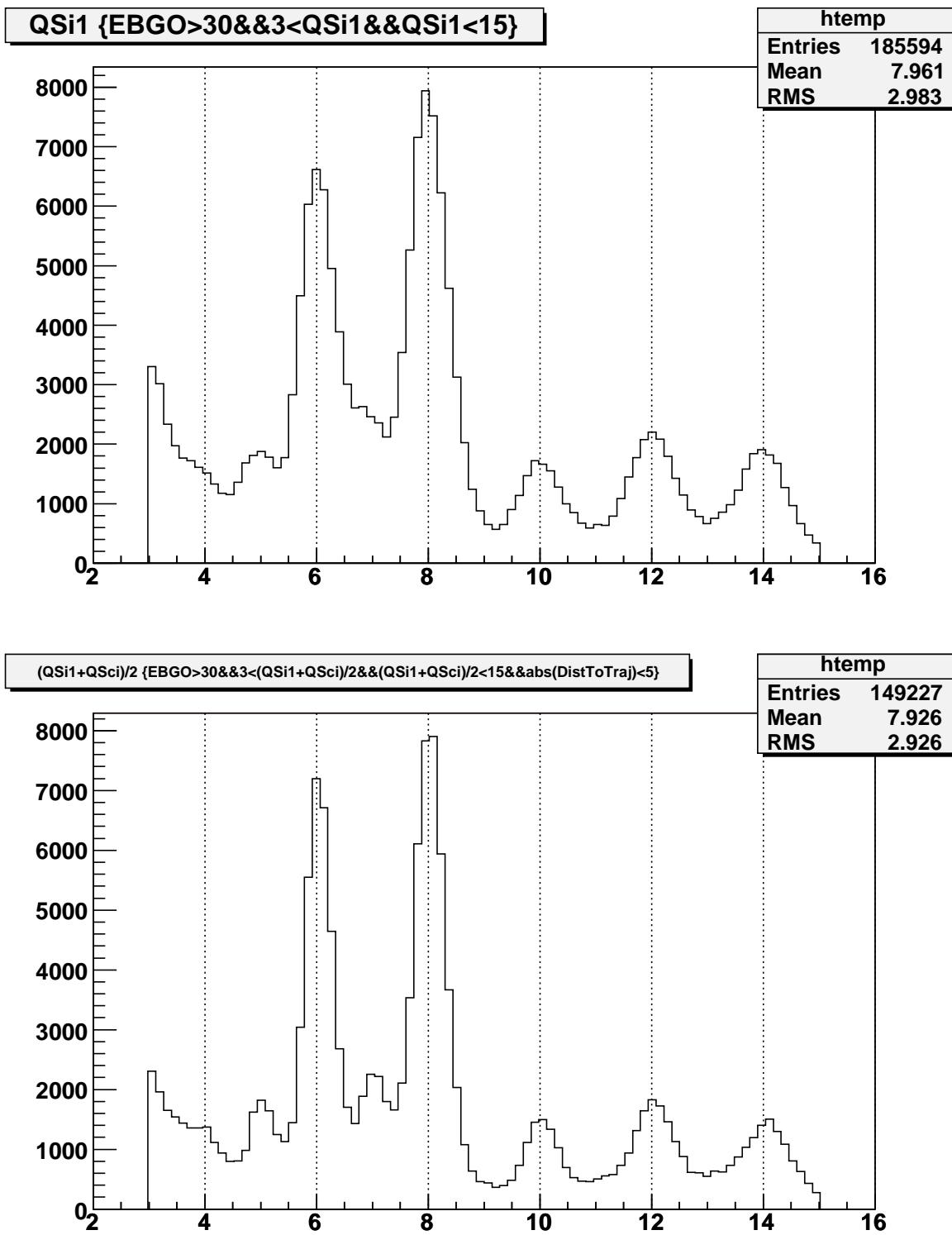


Рис. 5.10: Сравнение разрешения и статистики спектра зарядов  $3 < Z < 15$  для заряда, определенного по кремниевой матрице (верхний график) и для основного алгоритма реконструкции заряда по кремниевой матрице вместе с верхним слоем сцинтилляционного гадоскопа (нижний график). Основной алгоритм – это алгоритм, основанный на правиле селекции заряда (5.4) и правиле селекции траектории (5.5).

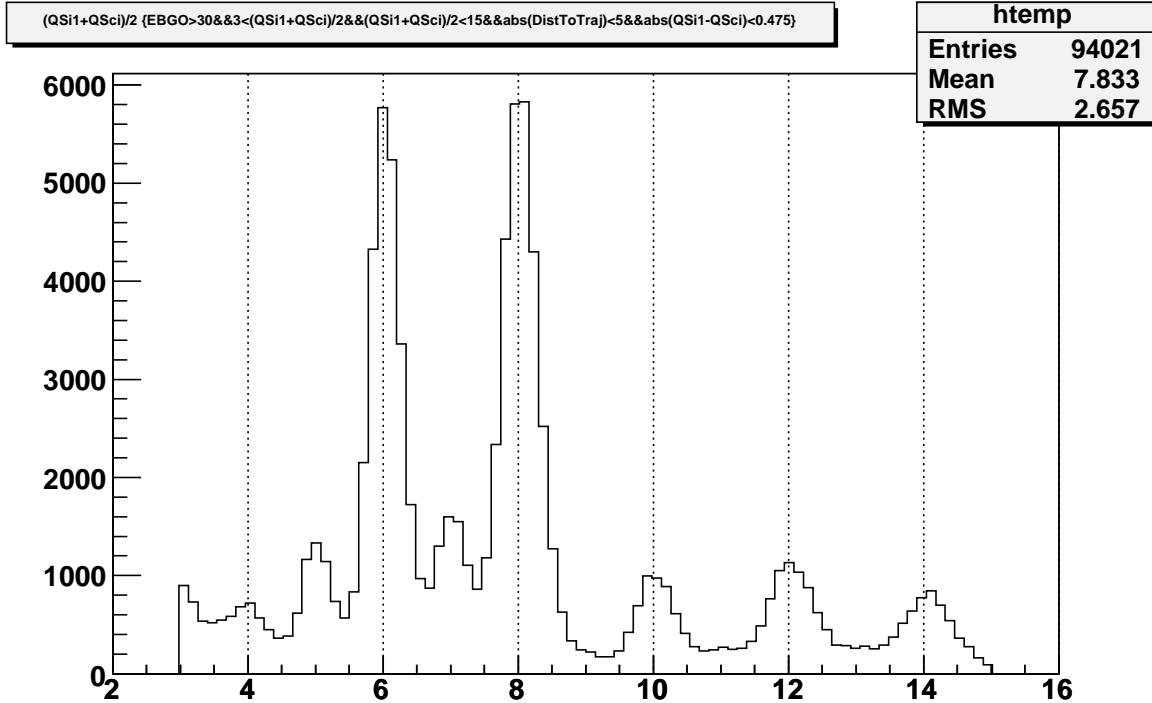
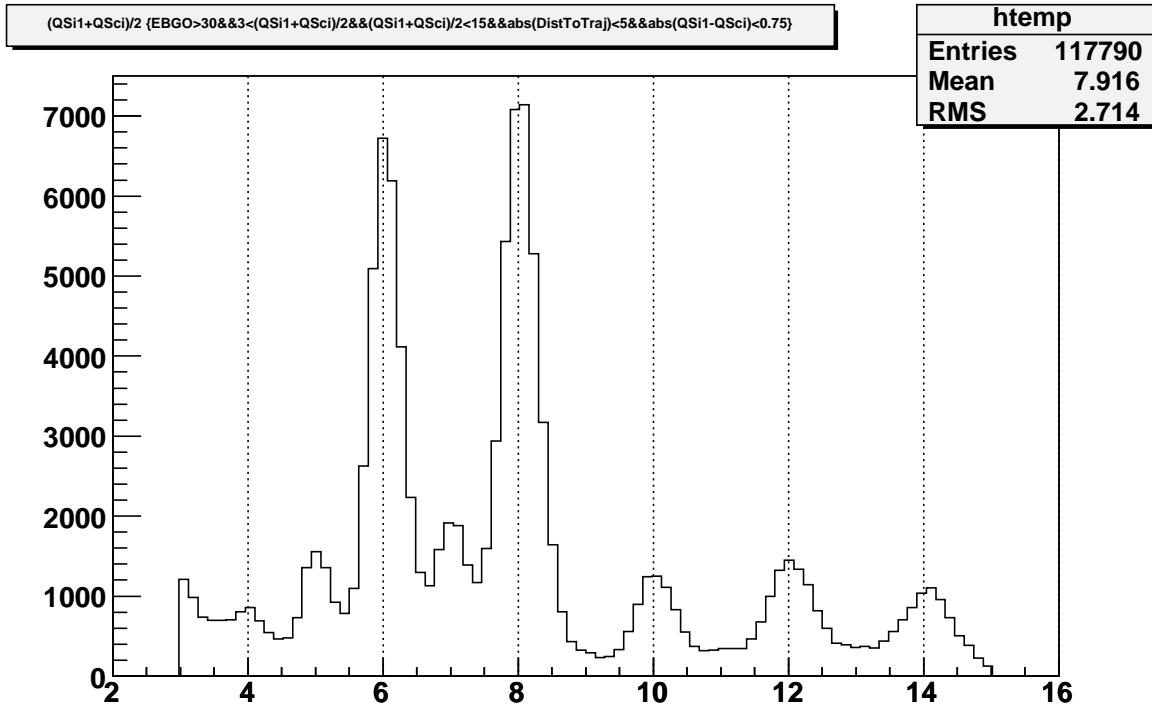


Рис. 5.11: Сравнение разрешения и статистики спектра зарядов  $3 < Z < 15$  для заряда, найденного по кремниевой матрице вместе с верхним слоем сцинтилляционного гадоскопа для условий отбора  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.75$  (верхний график) и  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.475$  (нижний график)

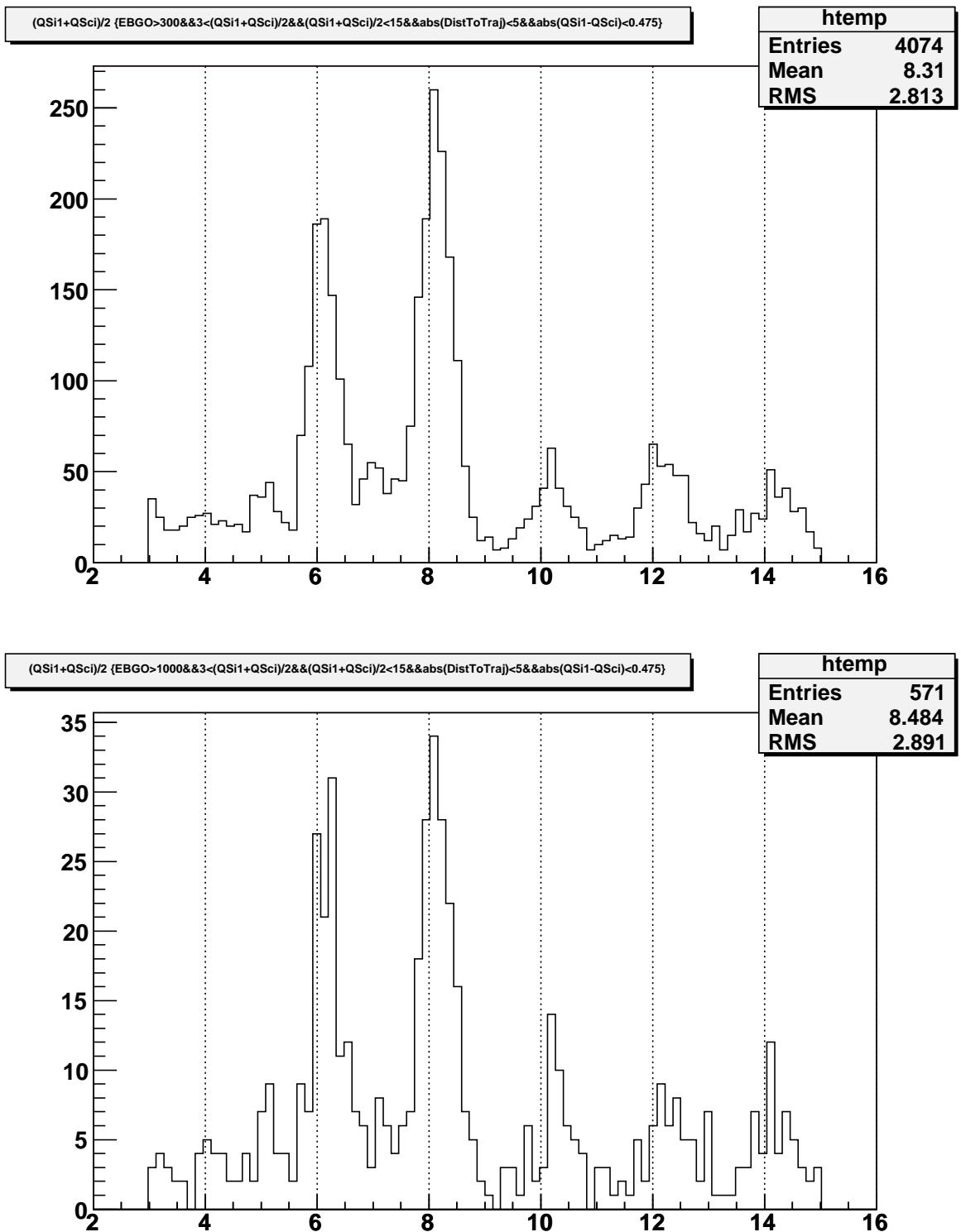


Рис. 5.12: Зарядовое разрешение для  $E_{deposit} > 300$  ГэВ (верхний график) и для  $E_{deposit} > 1000$  ГэВ (нижний график). Условие отбора событий  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.475$ .

# Глава 6

## Восстановление спектра энергий частиц по спектру энерговыделений в калориметре (деконволюция)

Как показал тест на пучке (рис. 2.12), и как подтвердила симуляция, энергетическое разрешение для протонов не лучше 30% (в отличие от электронов, для которых энергетическое разрешение очень хорошее), хотя и слабо зависит от энергии (рис. 6.1). С учетом того, что спектр космических протонов может быть не чисто степенным, но содержать некоторые особенности (изломы, бампы), которые могут быть смазаны в спектре энерговыделений плохим разрешением, для получения исходного спектра энергий по спектру энерговыделений в калориметре, требуется аккуратное решение обратной задачи. В настоящей главе детально описано, как эта задача была решена для калориметра спектрометра ATIC [23].

### 6.1 Деконволюция как некорректно поставленная задача и ее решение методом тихоновской регуляризации

Эксперимент ATIC измеряет спектры энерговыделений  $f(E_d)$  в BGO-калориметре для различных первичных частиц. Задача состоит в том, чтобы вычислить начальный спектр первичных частиц  $\Phi(E_0)$  по известному спектру энерговыделений. Спектр энерговыде-

лений связан со спектром первичных частиц уравнением:

$$f(E_d) = \int A(E_d, E_0) \Phi(E_0) dE_0 \quad (6.1)$$

где  $A(E_d, E_0)$  представляет собой функцию отклика инструмента, которая должна быть определена отдельно для каждого вида частиц с использованием симуляции. Задача решения уравнения (6.1) относительно  $\Phi(E_0)$  для данного спектра энерговыделений  $f(E_d)$  известна как проблема деконволюции.

Реальные экспериментальные спектры записываются в терминах числа отсчетов (событий) в логарифмически-эквидистантных бинах, делящих полный исследуемый диапазон энергий  $[E_0, E_{max}]$  на  $n$  интервалов. Если спектр первичных энергий ищется в такой же форме, то уравнение (6.1) может быть переписано в виде системы уравнений:

$$M_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} N_j, \quad j = 1, 2, \dots n \quad (6.2)$$

где  $M_i$  есть число событий в бине энерговыделений номер  $i$  ( $M$  – от Measured),  $a_{ij}$  представляет собой элемент матрицы отклика (дискретная аппроксимация функции отклика  $A(E_d, E_0)$ ), и  $N_j$  есть число событий для искомого первичного спектра в бине номер  $j$  ( $N$  – от Natural). Спектр энерговыделений для  $\delta$ -образного спектра падающих частиц, дискретизованный в логарифмически-эквидистантных бинах шириной 0.2 декады энергии – один из столбцов матрицы отклика  $a_{ij}$  – показан на рис. 6.2 (результат симуляции, см. раздел 6.4).

Задача поиска значений  $N_j$  из уравнения (6.2) относится к классу некорректно поставленных задач. Прямое решение таких задач возможно, но результат лишен смысла. Результат прямого решения уравнения (6.2) для спектра протонов ATIC-2 показан на рис. 6.3. Левый график на этом рисунке представляет сравнение экспериментального спектра энерговыделений со сверткой матрицы  $a_{ij}$  с решением уравнения (6.2)  $N_j$  (как в правой части этого уравнения). Видно, что свертка точно описывает экспериментальный спектр. Но результат является совершенно бессмысленным – содержит огромные осцилляции и нефизические отрицательные значения (правый график на рис. 6.3). Для сравнения, правильное решение задачи деконволюции (с регуляризацией, см. ниже) также показано на правом графике на рис. 6.3 (едва заметно отличается от нуля в использованном масштабе по оси ординат).

Для получения осмысленного решения задачи деконволюции, заданной уравнением (6.2), нужно подавить осцилляции в решении  $N_j$ . Для того, чтобы этого добиться, пере-

пишем прежде всего уравнение (6.2) как задачу минимизации:

$$S_0(N_1, \dots, N_n) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij} N_j - M_i}{\sigma_i} \right)^2 \rightarrow \min \quad (6.3)$$

Здесь  $\sigma_i$  есть стандартное отклонение (статистическая ошибка) экспериментальных величин  $M_i$ . Очевидно, что минимизация функционала  $S_0(N_1, \dots, N_n)$  по переменным  $N_j$  эквивалентна решению уравнения (6.2). Если мы введем (безразмерную) дискретную аппроксимацию для второй производной решения  $N_j$  в точке  $j$  как

$$N_j'' = N_{j+1} - 2N_j + N_{j-1} \quad (6.4)$$

то сильные осцилляции решения будут означать большую вторую производную. Для того, чтобы обеспечить низкий уровень осцилляций, нужно обеспечить низкую вторую производную. Основная идея регуляризованного решения состоит в том, чтобы достичь некоторого компромисса между точностью решения и минимизацией второй производной. Для того, чтобы этого добиться, мы вместо функционала (6.3) рассматриваем новый функционал:

$$S'(N_1, \dots, N_n) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij} N_j - M_i}{\sigma_i} \right)^2 + \tau \cdot \sum_{i=2}^{n-1} \left( \frac{N_{i+1} - 2N_i + N_{i-1}}{\sigma_i} \right)^2 \rightarrow \min. \quad (6.5)$$

Параметр  $\tau$  есть некоторое число больше нуля, и такой параметр известен как *параметр регуляризации* [302]. Очевидно, что минимизация функционала  $S'(N_1, \dots, N_n)$  как раз и будет означать некоторый компромисс между точным решением (первая сумма в (6.5)) и минимумом осцилляций  $N_j$  (вторая сумма в (6.5)). Это есть специальный случай тихоновской процедуры регуляризации решения некорректно поставленной задачи. Различные значения параметра  $\tau$  означают различную силу регуляризации.

Функционал  $S'(N_1, \dots, N_n)$ , заданный уравнением (6.5), не является наилучшим выбором для данной задачи по одной причине. Очевидно, что в пределе очень сильной регуляризации второй член в уравнении (6.5) будет доминировать, и решение будет стремиться к некоторой прямой линии. Но ожидается, что для логарифмически эквидистантных бинов форма искомого спектра будет напоминать не линейную функцию, а степенной спектр с индексом около  $-1.75$ . Поэтому идея состоит в том, чтобы минимизировать вторую производную не функции  $N_j$ , но функции  $N_j \cdot E_j^{1.75}$ , ожидаемое поведение которой близко просто к горизонтальной прямой. Тогда для очень больших значений  $\tau$  результат будет стремиться к гладкому степенному спектру, а искажение спектра для небольших или промежуточных значений  $\tau$  будет малым. Нетрудно показать, что правильный функционал

имеет вид:

$$S(N_1, \dots, N_n) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij} N_j - M_i}{\sigma_i} \right)^2 + \tau \cdot \sum_{i=2}^{n-1} \left( \frac{\alpha N_{i+1} - 2N_i + \alpha^{-1} N_{i-1}}{\sigma_i} \right)^2 \rightarrow \min, \quad (6.6)$$

где

$$\alpha = (E_{i+1}/E_i)^{1.75},$$

$E_{i+1}$  и  $E_i$  представляют собой средние энергии (в смысле среднего геометрического) соответствующих энергетических бинов, и  $\alpha$  не зависит от  $i$ . Окончательная форма функционала для минимизации дается уравнением (6.6). Задача состоит в выборе параметра регуляризации  $\tau$  и, затем, в минимизации  $S(N_1, \dots, N_n)$ . Рассмотрим эти проблемы начиная с последней.

## 6.2 Минимизация функционала $S(N_1, \dots, N_n)$

Прежде всего, удобно преобразовать выражение (6.6), используя новые переменные  $x_i$  такие, что

$$N_i = x_i R_i^0, \quad (6.7)$$

где  $R_i^0$  есть некоторое разумное «начальное приближение» для ожидаемого результата  $N_i$ . Какова степень точности этого начального приближения не очень существенно, оно может быть довольно грубым. Но все значения  $x_i$  для правильного решения задачи будут порядка единицы. Это удобно для решения задачи минимизации. Функционал в новых переменных выглядит как:

$$S(x_1, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij} R_j^0 x_j - M_i}{\sigma_i} \right)^2 + \tau \cdot \sum_{i=2}^{n-1} \left( \frac{\alpha R_{i+1}^0 x_{i+1} - 2R_i^0 x_i + \alpha^{-1} R_{i-1}^0 x_{i-1}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (6.8)$$

Задачу минимизации  $S(x_1, \dots, x_n)$  можно решать двумя различными способами. Первый путь состоит в использовании стандартных методов минимизации функций многих переменных. Мы использовали метод сопряженных градиентов. Преимущество этого метода состоит в том, что он должен минимизировать квадратичный функционал за конечное число шагов, а  $S(x_1, \dots, x_n)$  является именно квадратичным функционалом. Но в действительности из-за численных ошибок (и большого числа переменных) метод требует большего числа шагов, чем требует теория метода. Хотя метод и не очень быстрый, но преимуществом его является простота. Начальное приближение для проведения ми-

нимизации, очевидно, есть

$$x_1 = 1, \dots, x_n = 1.$$

Другой способ есть решение системы уравнений, определяющей точку экстремума:

$$\frac{\partial S}{\partial x_1} = 0, \dots, \frac{\partial S}{\partial x_n} = 0. \quad (6.9)$$

Так как  $S(x_1, \dots, x_n)$  есть квадратичный функционал, то все частные производные представляют собой линейные функции. Следовательно система (6.9) есть система линейных уравнений. Ее можно переписать как:

$$\frac{\partial S}{\partial x_k} = \sum_{j=1}^n B_{kj} x_j - C_k = 0, \quad k = 1, \dots, n. \quad (6.10)$$

Для того, чтобы решить систему, сначала надо найти коэффициенты  $B_{kj}$  и  $C_k$ . В принципе, эти коэффициенты могут быть найдены аналитически, дифференцированием функционала  $S$ , определенного уравнением (6.8). Фактически, получаемые при этом выражения очень сложны. Однако, есть и другой путь получения этих коэффициентов. Так как функционал  $S(x_1, \dots, x_n)$  является квадратичным, то производные, вычисленные методом конечных разностей, приводят к точным значениям. Для любого конечного значения  $\Delta$  и для любого набора значений  $x_1, \dots, x_n$ , выражения

$$S_k = \frac{S(\dots, x_k + \Delta, \dots) - S(\dots, x_k - \Delta, \dots)}{2\Delta} \quad (6.11)$$

дают точные значения производных  $\partial S / \partial x_k$  в точках  $x_1, \dots, x_n$ . Значение  $\Delta$  может быть выбрано как  $\Delta = 1$ . С использованием (6.11) и (6.10), коэффициенты  $C_k$  могут быть определены как

$$C_k = \left. \frac{\partial S}{\partial x_k} \right|_{x_1=0, \dots, x_k=0} \quad (6.12)$$

Так как  $S(x_1, \dots, x_n)$  – квадратичный функционал, то все вторые частные производные суть постоянные значения. Из (6.10) следует, что коэффициенты  $B_{kj}$  могут быть вычислены как вторые частные производные в произвольной точке (например, в точке  $x_1 = 1, \dots, x_n = 1$ ):

$$B_{kj} = \left. \frac{\partial^2 S}{\partial x_k \partial x_j} \right|_{x_1=1, \dots, x_n=1} \quad (6.13)$$

Все частные производные в уравнениях (6.12) и (6.13) могут быть вычислены точно по формуле (6.11). Для этого необходимо вычислять только значения  $S(x_1, \dots, x_n)$ , но это очень простая задача. Полученная линейная система (6.10) решалась стандартным методом Гаусса с ведущим элементом.

Для проверки мы использовали оба метода минимизации функционала  $S(x_1, \dots, x_n)$ : и метод сопряженных градиентов и прямое решение системы уравнений (6.9). Все результаты для обоих методов оказываются одинаковыми (что и следует ожидать), поэтому ниже мы не будем различать эти два метода.

## 6.3 Проблема вычисления ошибок и выбор параметра регуляризации $\tau$

Предположим, что параметр регуляризации  $\tau$  уже выбран (некоторым способом, который пока не важен), и теперь мы можем минимизировать функционал  $S(x_1, \dots, x_n)$  и найти решение  $(x_1^0, \dots, x_n^0)$ . Нам известно, что начальные данные  $M_i$  имеют ошибки  $\sigma_i$  и значения элементов матрицы  $a_{ij}$  также известны с ошибками  $\sigma a_{ij}$ . Вопрос состоит в следующем: каковы статистические ошибки решения  $x_j^0$  в этих условиях? Аналитическое определение влияния  $\sigma_i$  и  $\sigma a_{ij}$  на результат  $x_j^0$  – довольно сложная задача (хотя и решаемая). Гораздо проще использовать метод Монте Карло, тем более, что его применимость не ограничена малыми значениями  $\sigma_i$  и  $\sigma a_{ij}$ . Для начальных значений  $M_j$  и  $a_{ij}$ , с использованием статистических ошибок  $\sigma_i$  и  $\sigma a_{ij}$ , мы можем сгенерировать набор из  $L$  экземпляров симулированных данных  $\{M_j^r, a_{ij}^r\}$ ,  $r = 1, \dots, L$  и решить задачу деконвюции для каждого такого экземпляра. Таким способом мы получим набор результатов  $\{x_1^r, \dots, x_n^r\}$ . По этому набору можно определить статистику отклонений от главного результата  $(x_1^0, \dots, x_n^0)$ . Метод Монте Карло и был тем методом, которым мы вычисляли ошибки для задачи деконвюции.

То, что мы должны получить, является не просто стандартными отклонениями от средних значений  $(x_1^0, \dots, x_n^0)$ , но полной ковариационной матрицей

$$\text{Cov}_{ij} = \langle (x_i - x_i^0)(x_j - x_j^0) \rangle. \quad (6.14)$$

Причина этого заключается в том, что значения  $x_i^0$  для разных  $i$  не являются независимыми друг от друга, в отличие от экспериментальных данных  $M_i$ . Статистические свойства конечного результата  $(x_1^0, \dots, x_n^0)$  описываются полной ковариационной матрицей, но не одними только стандартными отклонениями. Стандартные отклонения могут быть рассчитаны как

$$\sigma x_i^0 = \sqrt{\text{Cov}_{ii}}. \quad (6.15)$$

В нашей методике вычисляется полная ковариационная матрица. Однако ее довольно трудно использовать для понимания результата, поэтому, все же, необходимы некоторые

упрощения.

Первое, что можно сделать, это, конечно, сказать, что оценка стандартных отклонений по формуле (6.15) – это и есть грубая оценка ошибки.

Вторым шагом может быть использование величины «средней функции корреляции» значений  $x_i^0$  в бине номер  $i$  со значением  $x_{i+\Delta i}^0$  в бине  $i + \Delta i$ , где  $\Delta i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Корреляционная матрица определяется уравнением:

$$\text{Corr}_{ij} = \frac{\text{Cov}_{ij}}{\sqrt{\text{Cov}_{ii}\text{Cov}_{jj}}}. \quad (6.16)$$

и может быть легко вычислена, если известна ковариационная матрица (6.14). Величина  $\text{Corr}_{i,i+1}$  показывает, какова степень корреляции значения в  $i$ -м бине с соседним значением справа, величина  $\text{Corr}_{i,i-1}$  показывает, какова степень корреляции значения в  $i$ -м бине с соседним значением слева, и т.д. Величины коэффициентов корреляции могут быть между  $-1$  и  $+1$  и, очевидно,  $\text{Corr}_{ii} = +1$  для любого  $i$ . «Средняя функция корреляции» означает усреднение  $\text{Corr}_{i,i+\Delta i}$  по всем  $i$  для фиксированного  $\Delta i$ :

$$C(\Delta i) = \frac{1}{L(\Delta i)} \sum_i \text{Corr}_{i,i+\Delta i}, \quad \Delta i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (6.17)$$

где  $L(\Delta i)$  есть соответствующее число слагаемых в сумме:  $n$  для  $\Delta i = 0$ ,  $n - 1$  для  $\Delta i = \pm 1$ , и т.д. Нетрудно понять, что  $C(+\Delta i) = C(-\Delta i)$  для всех  $i$ . Смысл  $C(\Delta i)$  заключается в том, что это средняя корреляция между соседними каналами спектра для заданного  $\Delta i$ , по всему спектру. Примеры средних функций корреляции для спектров протонов и гелия показаны на рис. 6.4 и рис. 6.5, нижние графики.

Использование средней функции корреляции  $C(\Delta i)$  дает способ выбора параметра регуляризации  $\tau$ . Сильные осцилляции решения без регуляризации, как видно на рис. 6.3 (нижний график), означают сильную антокорреляцию соседних каналов, т.е.  $C(1) \sim -1$ . Идея состоит в том, чтобы выбрать параметр  $\tau$  так, чтобы сильную антокорреляцию соседних каналов заменить на слабую корреляцию. Этой цели можно легко добиться, так как  $C(1)$  монотонно зависит от  $\tau$ , падая со значений, близких к  $+1$  для больших значений  $\tau$  до  $-1$  для значений  $\tau$ , близких к нулю. Это видно из табл. 6.1, в которой приведена зависимость  $C(1)$  от  $\tau$  для спектра протонов. В таблице также показана зависимость величины  $\chi^2$  (на одну степень свободы) для отклонения спектра, полученного сверткой аппаратной функции с восстановленным спектром (модельный спектр энерговыделений), от экспериментального спектра энерговыделений. Разумное ожидаемое значение для этой величины должно быть порядка 1.0. Из таблицы видно, что такое значение соответствует значению  $C(1)$  приблизительно равному 0.5, что, действительно, означает слабую корре-

Таблица 6.1: Зависимость  $\chi^2$  на степень свободы и  $C(1)$  от  $\tau$  для спектра протонов

$\tau$	$\chi^2$	$C(1)$
1	12.2093	0.867969
0.5	8.63875	0.846067
0.25	5.71165	0.842835
0.125	3.71034	0.838075
0.0625	2.49263	0.828778
0.03125	1.78931	0.789436
0.015625	1.39042	0.740887
0.0078125	1.16007	0.654181
0.00390625	1.01044	0.551349
0.00195312	0.889016	0.444605
0.000976562	0.770934	0.29462
0.000488281	0.655348	0.130473
0.000244141	0.555071	-0.00571379
0.00012207	0.476627	-0.156101
6.10352e-05	0.410885	-0.307717
3.05176e-05	0.341777	-0.432821
1.52588e-05	0.258859	-0.542067
7.62939e-06	0.166957	-0.598069
3.8147e-06	0.0867785	-0.647549
1.90735e-06	0.0358693	-0.670634
9.53674e-07	0.0122202	-0.669036
4.76837e-07	0.00363963	-0.674745
2.38419e-07	0.000999314	-0.682569
1.19209e-07	0.000262265	-0.684176

ляцию соседних каналов восстановленного спектра. Наш метод выбора параметра регуляризации состоит в том, чтобы обеспечить точное равенство  $C(1) = 0.5$  для всех типов ядер, для спектров которых выполняется деконволюция.

Оптимальные значения параметра регуляризации для ядер p, He, C, Mg, Fe показаны в табл. 6.2. В таблице показаны также значения  $\chi^2$  для полного модельного спектра энерговыделений и, отдельно, для внутренних частей спектра, которые хорошо статистически обеспечены и не подвержены влиянию порогов. Именно  $\chi^2$  для внутренней части спектра является хорошим показателем качества описания экспериментальных данных. Видно, что разумные значения  $\chi^2$  имеют место для всех ядер для «хороших» частей спектра, но для полных спектров ситуация немного хуже. Мы обнаружили, что это обстоятельство связано с некоторым граничным эффектом, имеющим место около самой низкоэнергетической границы спектра, где действительно можно было ожидать некоторые трудности, так как в этой области эффективность регистрации ядер низка. Это не влияет на качество восстановления спектра уже на небольшом отдалении от низкоэнергетической границы.

Таблица 6.2: Оптимальные значения  $\tau$  для различных типов ядер и соответствующие значения  $\chi^2$  на степень свободы (для всего спектра - all),  $\chi^2$  (для внутренней части спектра - inner), и  $C(1)$ .

Ядро	$\tau$	$\chi^2$ , all	$\chi^2$ , inner	$C(1)$
p	0.00279	0.950	0.389	0.4999
He	0.00604	4.337	0.512	0.5000
C	0.00967	5.606	3.623	0.4992
Mg	0.0121	0.540	0.819	0.4999
Fe	0.0170	4.033	2.024	0.4999

## 6.4 Вычисление матрицы отклика (аппаратной функции) калориметра, искусственный порог калориметра

Для построения матрицы отклика  $a_{ij}$  (см. уравнение (6.2)) для различных ядер использовались события, симулированные с использованием системы FLUKA [297, 298]. Использованная методика симуляции событий подробно описана в диссертации К.Е. Батькова [41, стр. 66–75]. Для построения матрицы отклика использовалась одна и та же система логарифмически эквидистантных бинов, покрывающих диапазон от  $\lg(E/1 \text{ GeV}) = 1$  до  $\lg(E/1 \text{ GeV}) = 6$  с шагом 0.1 или 0.2, как для энерговыделений калориметра, так и для энергии первичной частицы. Матрица отклика строилась для изотропного падения первичных частиц в апертуре прибора, одна матрица для всех допустимых углов, в соответствии с постановкой задачи уравнением (6.2). Схематическое изображение матрицы отклика для падающих протонов, полученной с использованием симуляции, приведено на рис. 6.6.

Не совсем тривиальной задачей оказался правильный учет нижнего энергетического порога калориметра. В полете были использованы несколько разных энергетических триггеров калориметра, отличающихся разными энергетическими порогами, установленными для разных слоев калориметра. Эти пороги устанавливались в терминах цифровых амплитуд сигналов, считываемых с ФЭУ, еще до энергетической калибровки калориметра. Это привело к тому, что фактические точные величины порогов, выраженные в энергетических единицах, оказалось очень трудно восстановить. Однако, точные значения энергетических порогов нужны для правильного учета эффективности регистрации прибора при построении матрицы отклика в области малых энерговыделений. Для решения этой проблемы было принято решение использовать искусственный энергетический триг-

гер, жесткость которого заведомо перекрывает жесткость всех использованных полетных триггеров, но, в отличие от аппаратных триггеров, пороги искусственного триггера точно известны.

Критерий выбора таких искусственных порогов был следующий. Требовалось, чтобы спектры энерговыделений первичных частиц в области низких энергий, для всех полетных энергетических триггеров (отличающихся жесткостью), после селекции искусственным триггером выглядели одинаково. Это будет означать, что искусственный порог является более жестким, чем любой из реальных энергетических триггеров. Процедура выбора искусственного триггера иллюстрируется на рис. 6.7. Искусственный триггер представлял собой энергетический порог, который должен был быть превышен в каждом из слоев калориметра со второго по шестой (нумерация с нуля). На рис. 6.7 показано отношение спектров энерговыделений всех частиц для различных порогов искусственного триггера, для двух разных полетных триггеров T3 и T4. Триггер T3 более мягкий, чем T4, что видно по росту отношения T3/T4 в области низких энергий при нулевом пороге искусственного триггера (верхний левый график на рис. 6.7). По мере роста порога искусственного триггера различие T3 и T4 уменьшается, и, начиная с порога 2 ГэВ на слой и выше, отсутствует. Аналогично ведут себя и все другие полетные триггеры. Порог 2 ГэВ дает искусственный триггер не менее жесткий, чем любой из полетных триггеров, и он был использован для расчета матриц отклика и последующей деконволюции спектров. Другим дополнительным условием для отбора событий при определении спектров первичных частиц было попадание во внутреннюю область кремниевой матрицы  $|X| < 40$  см,  $|Y| < 40$  см. Как триггерное, так и дополнительное координатное условие можно прочесть в заголовке матрицы на рис. 6.6.

## 6.5 Проверка метода и результаты

Для проверки работоспособности и устойчивости деконволюции спектра с использованием решения обратной задачи методом тихоновской регуляризации были симулированы спектры первичных частиц с особенностями разных типов и со статистикой, соответствующей статистике полетных спектров протонов и ядер гелия. На рис. 6.8 представлена реконструкция особенности типа «пика» или «бампа». Верхний левый график на рис. 6.8 показывает идеальный исходный спектр первичных частиц, не испорченный статистическими флюктуациями. На нижнем левом графике показан симулированный спектр энерговыделений в калориметре, который получен сверткой идеального спектра с аппаратной

функцией, в который внесены статистические флуктуации, соответствующие распределению Пуассона для реальной статистики. Форма спектра существенно искажена, в том числе, обращает на себя внимание посадка низкоэнергетической части спектра искусственным триггером прибора, как описано в предыдущем разделе. На верхнем правом графике показан реконструированный исходный спектр. Видно, что успешно восстановлена часть спектра, демпфированная порогом, а также восстановлена и особенность спектра в виде пика или бампа. Ошибки, показанные на реконструированном спектре, означают стандартные отклонения, вычисленные методом Монте Карло по ковариационной матрице; средняя корреляция соседних каналов реконструированного спектра равна 0.5 (это условие выбора параметра регуляризации), что видно по правому нижнему графику на рис. 6.8, где показана средняя функция корреляции. На рис. 6.9 аналогичным образом представлена реконструкция особенности спектра типа прогиба, («лодыжки», как это принято называть в физике космических лучей). Видно, что особенность типа лодыжки тоже успешно реконструирована. При наивысших энергиях статистические ошибки в реконструированных спектрах велики, как и следует ожидать.

## 6.6 Реконструкция первичного спектра методом дифференциальных сдвигов

Метод деконволюции первичных энергетических спектров с использованием решения обратной задачи методом тихоновской регуляризации, в принципе, работает для всех обильных четных ядер. Однако, при получении конечных результатов в данной работе тихоновский метод регуляризации был использован только для реконструкции спектров протонов и гелия, а для реконструкции спектров тяжелых ядер был разработан другой, упрощенный, метод, который будет описан ниже. Причина этого состоит в том, что статистическая обеспеченность спектров тяжелых ядер во много раз ниже, чем спектров протонов и гелия. Проверка показала, что метод тихоновской регуляризации для спектров протонов и ядер гелия дает устойчивый результат. Это выражается в том, что если восстанавливать спектр не по всему доступному энергетическому диапазону, и лишь для отдельных участков, то все получаемые результаты согласуются между собой (получаются разные участки полного спектра). Тяжелые ядра этот тест проходят не вполне уверенно. Для некоторых ядер результат более устойчив, для других – менее устойчив. Поэтому полной уверенности в применимости метода тихоновской регуляризации к тяжелым ядрам нет.

Для реконструкции спектров ядер  $Z \geq 6$  был разработан метод дифференциальных сдвигов спектров, который обобщает и уточняет известную методику [188], основанную на точном скейлинге. В методе дифференциальных сдвигов фактор масштабирования энергии вычисляется для каждой величины энерговыделения  $E_d$  отдельно. Для выделенной энергии, точно равной логарифмическому среднему  $i$ -го бина спектра  $E_i$ , первичная энергия восстанавливается по формуле:

$$E_0^{(i)} = \frac{\sum_{j=1}^n a_{ij} E_j S_0(E_j)}{\sum_{j=1}^n a_{ij} S_0(E_j)}, \quad (6.18)$$

где  $S_0(E_j)$  – начальное приближение для первичного спектра. Для промежуточных значений  $E_d$  первичная энергия определяется интерполяцией формулой (6.18). В качестве начального приближения для спектра использовался спектр энергий, соответствующий степенному по импульсу спектру с интегральным показателем  $\gamma = 1.6$ . Было показано, что результат деконволюции очень слабо зависит от точного значения  $\gamma$  из диапазона от 1.5 до 1.75. Формула (6.18) для каждого ядра порождает свою систему коэффициентов шкалирования энерговыделений для получения первичных энергий  $K(E_d) = E_d/E_0(E_d)$ . Факторы  $K(E_d)$  разных ядер показаны на рис. 6.10.

Было проверено, что реконструкция первичных спектров протонов и гелия методом решения обратной задачи с регуляризацией и методом дифференциальных сдвигов дают одинаковый результат (с точностью до статистических флуктуаций) в тех энергетических диапазонах, где ожидается корректная работа обоих методов. При этом метод дифференциальных сдвигов для тяжелых ядер устойчив, хотя нижний порог реконструированных спектров оказывается 200 ГэВ на частицу против 50 ГэВ в методе решения обратной задачи с регуляризацией. Другим преимуществом метода дифференциальных сдвигов перед прямым методом решения обратной задачи с регуляризацией является то, что он работает в области данных с низкой статистикой, где прямой метод уже неприменим. Однако, для использования метода дифференциальных сдвигов нужно, чтобы спектр не слишком отличался от степенного. Это имеет место для ядер  $Z \geq 6$ , но, видимо, не имеет места для протонов и гелия при энергиях больше 10 ТэВ, где данные ATIC указывают на существование резкого излома. Поэтому использование прямого метода решения обратной задачи с регуляризацией для спектров протонов и гелия особенно важно, так как позволяет восстановить довольно резкую особенность в спектрах.

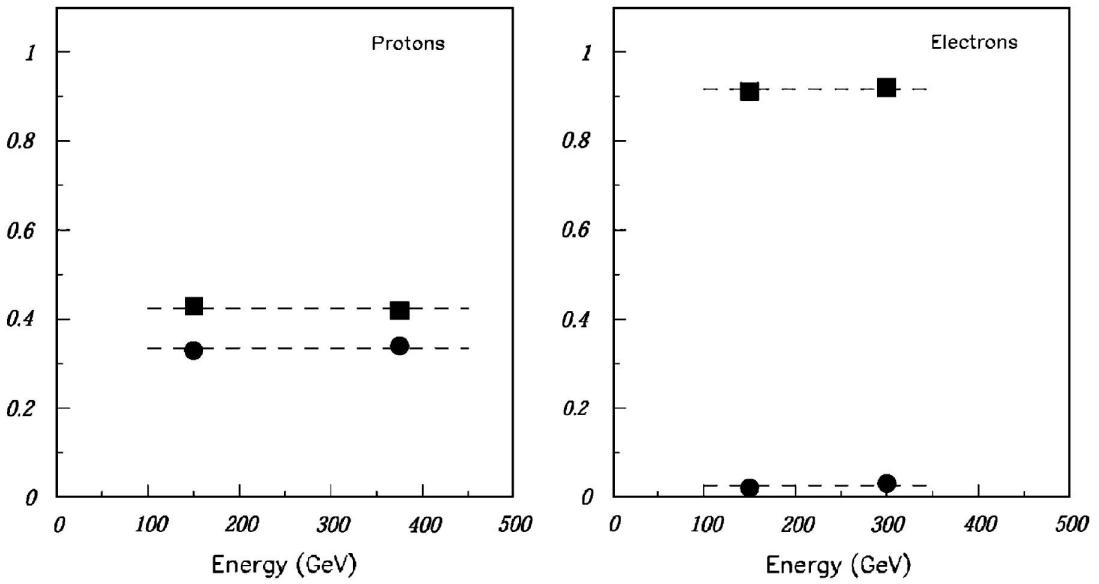


Рис. 6.1: Симуляция: доля энерговыделения от начальной энергии (квадратики) и разрешение (кружки) в зависимости от энергии первичных частиц для протонов (слева) и электронов (справа). Эти результаты относятся к 10-слойному BGO-калориметру, для 8-слойного калориметра в конфигурации ATIC-2 ситуация немного хуже.

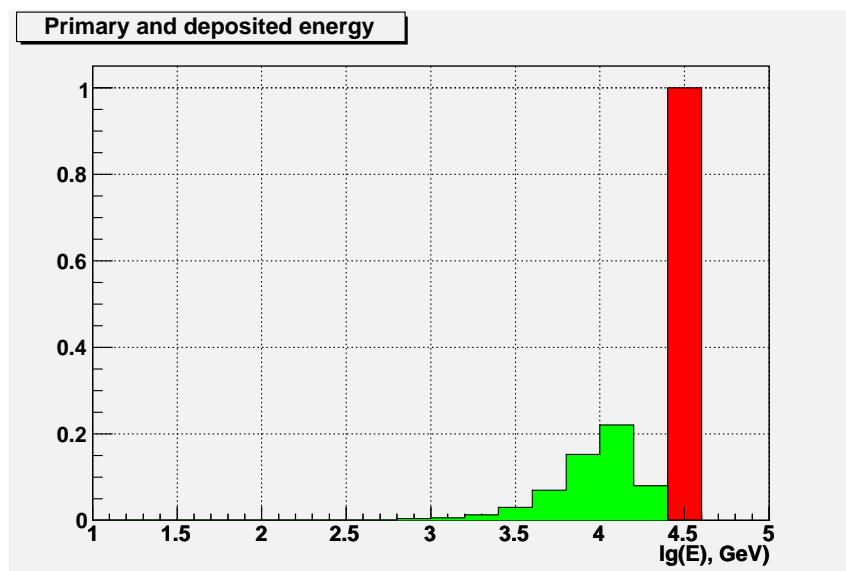


Рис. 6.2: Дискретизованный в логарифмически-эквидистантных бинах шириной 0.2 декады по энергии спектр энерговыделений (зеленая гистограмма) для  $\delta$ -образного спектра первичных частиц (красный пик) – один из столбцов матрицы отклика  $a_{ij}$ .

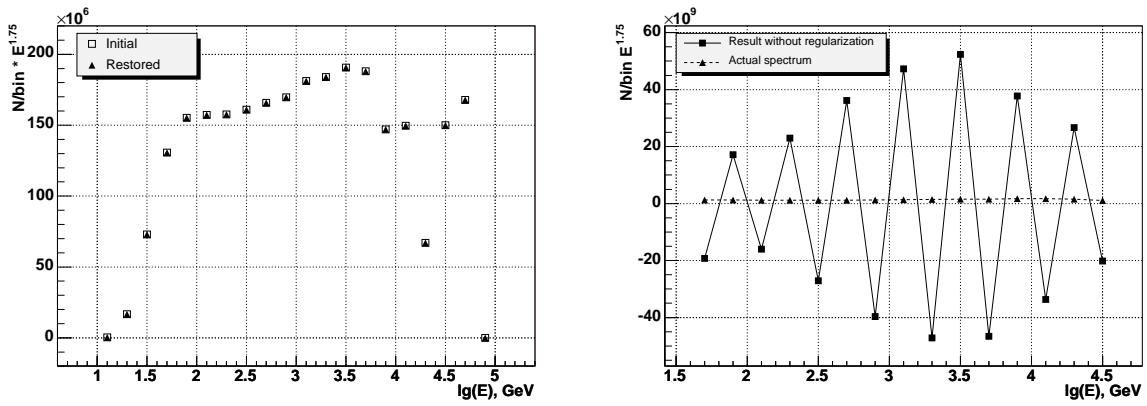


Рис. 6.3: Точное (но бессмысленное) решение задачи деконволюции для протонного спектра (см. объяснение в тексте, стр. 189).

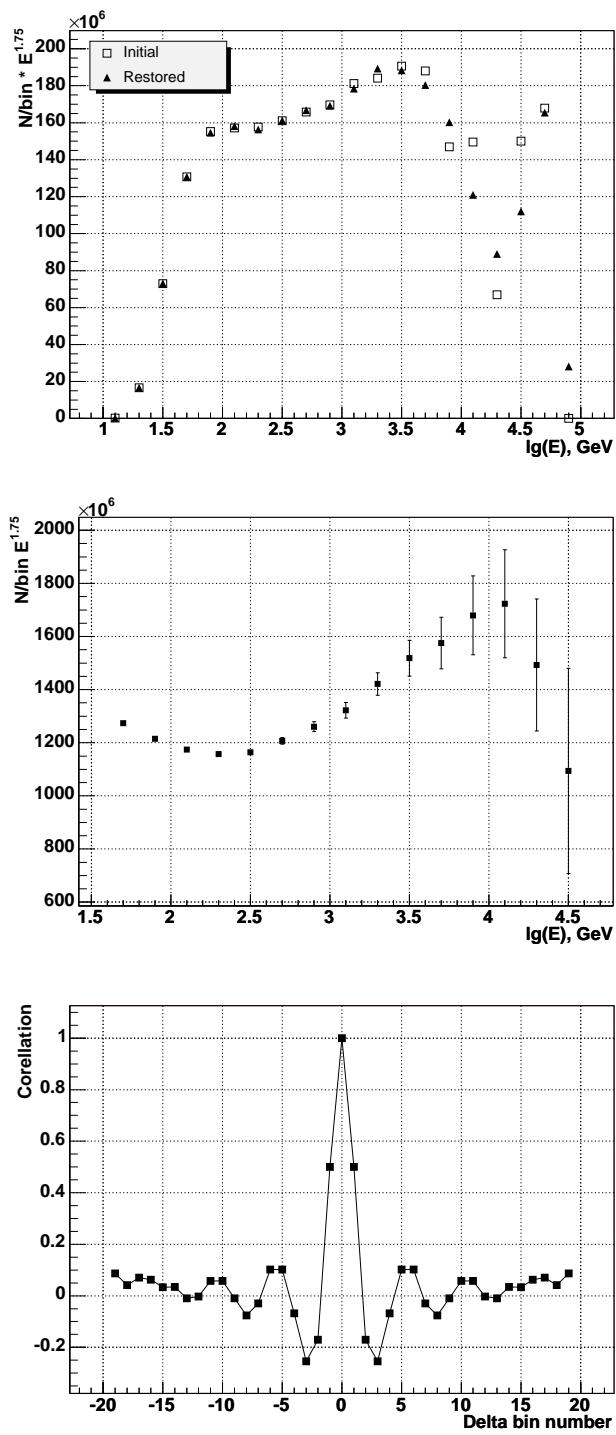


Рис. 6.4: Деконволюция спектра протонов. Верхний график – сравнение экспериментального спектра энерговыделений и свертки восстановленного спектра с аппаратной функцией; средний график – восстановленный первичный спектр; нижний график – средняя функция корреляции.

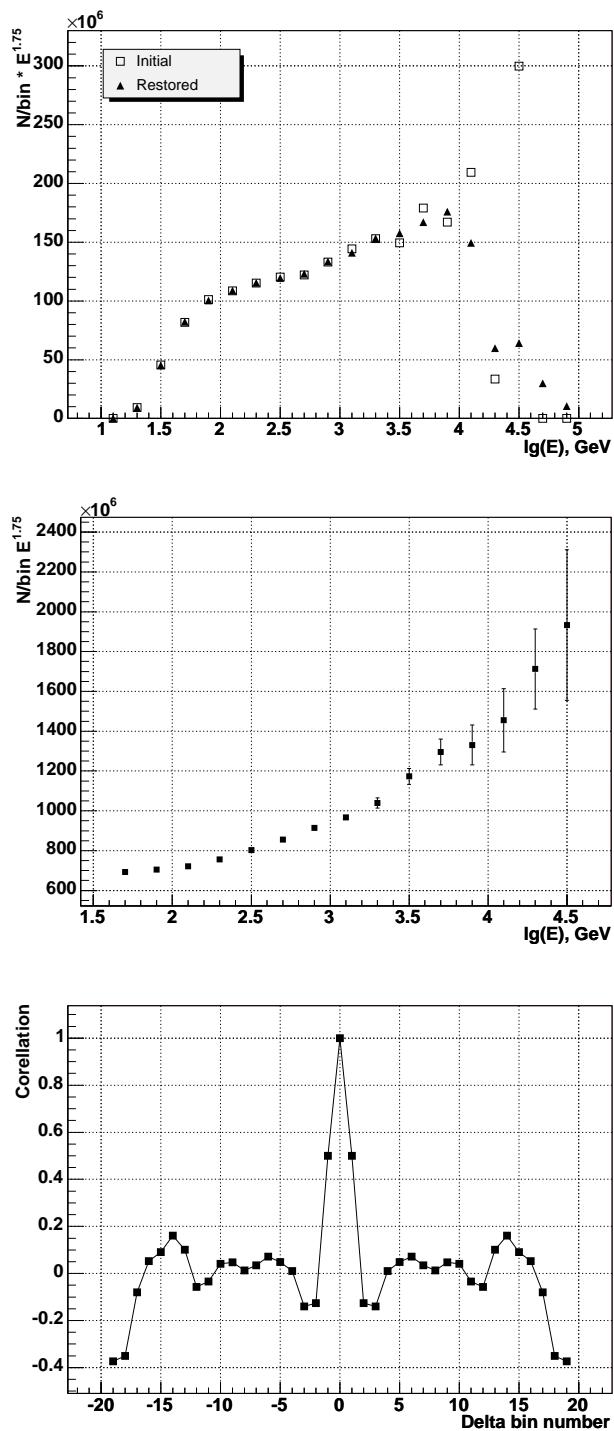


Рис. 6.5: Деконволюция спектра гелия. Верхний график – сравнение экспериментального спектра энерговыделений и свертки восстановленного спектра с аппаратной функцией; средний график – восстановленный первичный спектр; нижний график – средняя функция корреляции.

```
abs(X)<40&&abs(Y)<40&&bgo.ELayer[2]>2&&bgo.ELayer[3]>2&&bgo.ELayer[4]>2&&bgo.ELayer[5]>2&&bgo.ELayer[6]>2
```

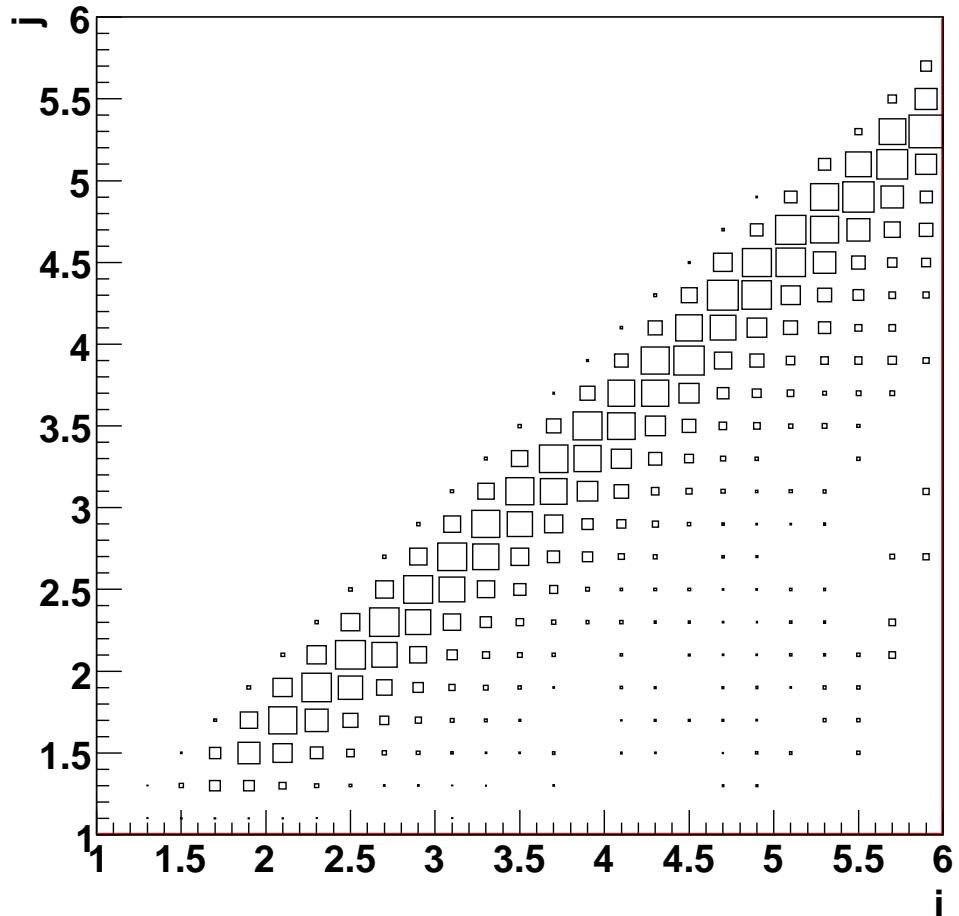


Рис. 6.6: Матрица отклика для первичного протона с шагом по логарифму энергии 0.2. Площади квадратиков пропорциональны величинам матрицы отклика  $a_{ij}$ . Индекс  $i$ , изменяющийся вдоль оси абсцисс (номер столбца матрицы), соответствует номеру бина энергии первичной частицы; индекс  $j$ , изменяющийся вдоль оси ординат (номер строки матрицы), соответствует номеру бина энерговыделения калориметра.

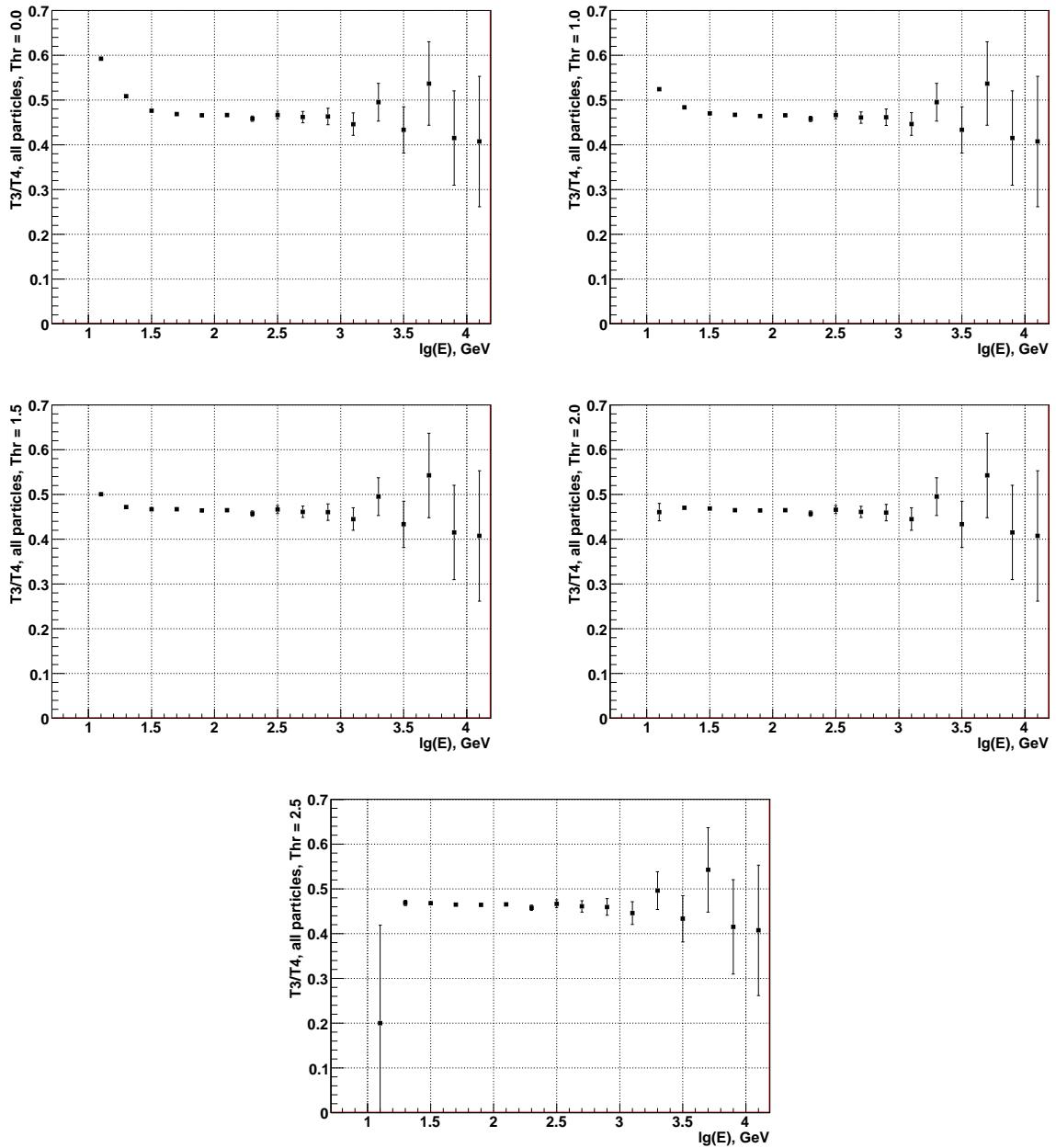


Рис. 6.7: К выбору искусственного энергетического триггера калориметра. См. текст, стр. 197.

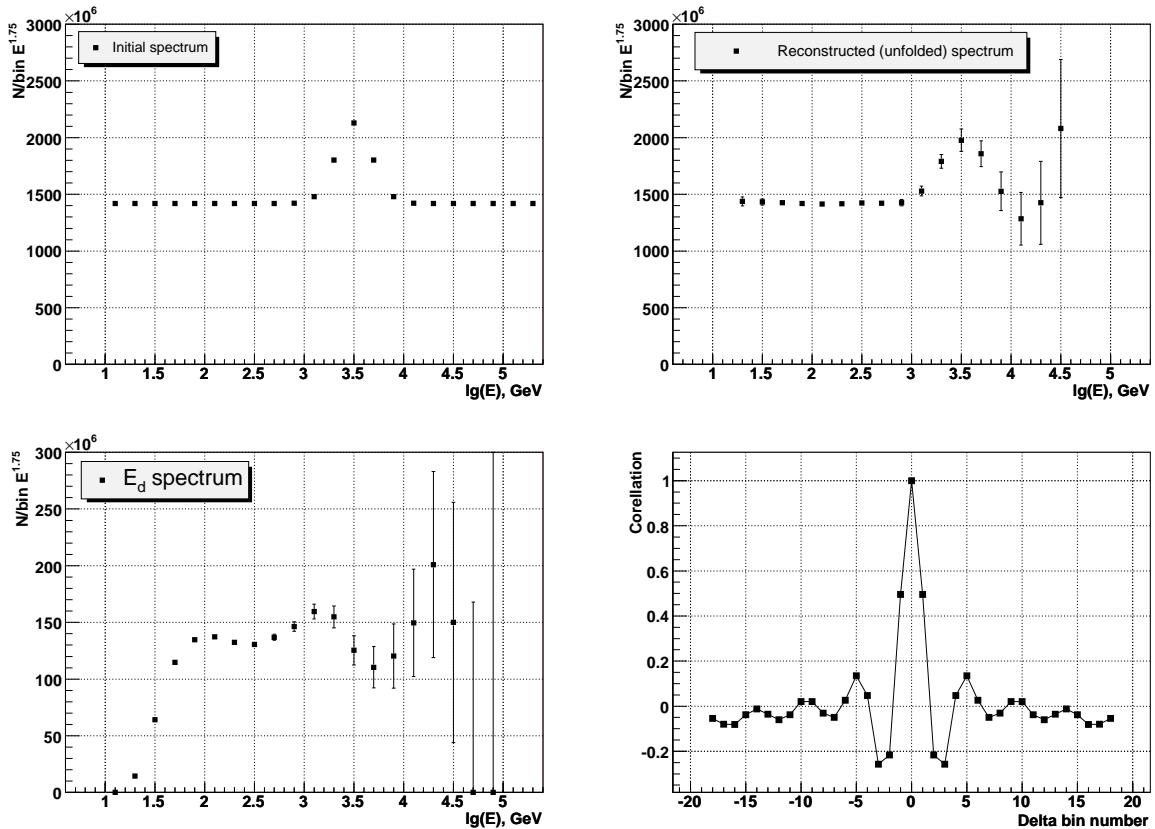


Рис. 6.8: Моделирование реконструкции особенности спектра типа пика методом деконволюции с использованием тихоновской регуляризации. Сверху, слева – спектр первичных частиц, Сверху справа – реконструированный спектр, снизу слева – смоделированный спектр энерговыделений, снизу справа – средняя функция корреляции, с использованием которой выбирался параметр регуляризации:  $C(1) = 0.5$ .

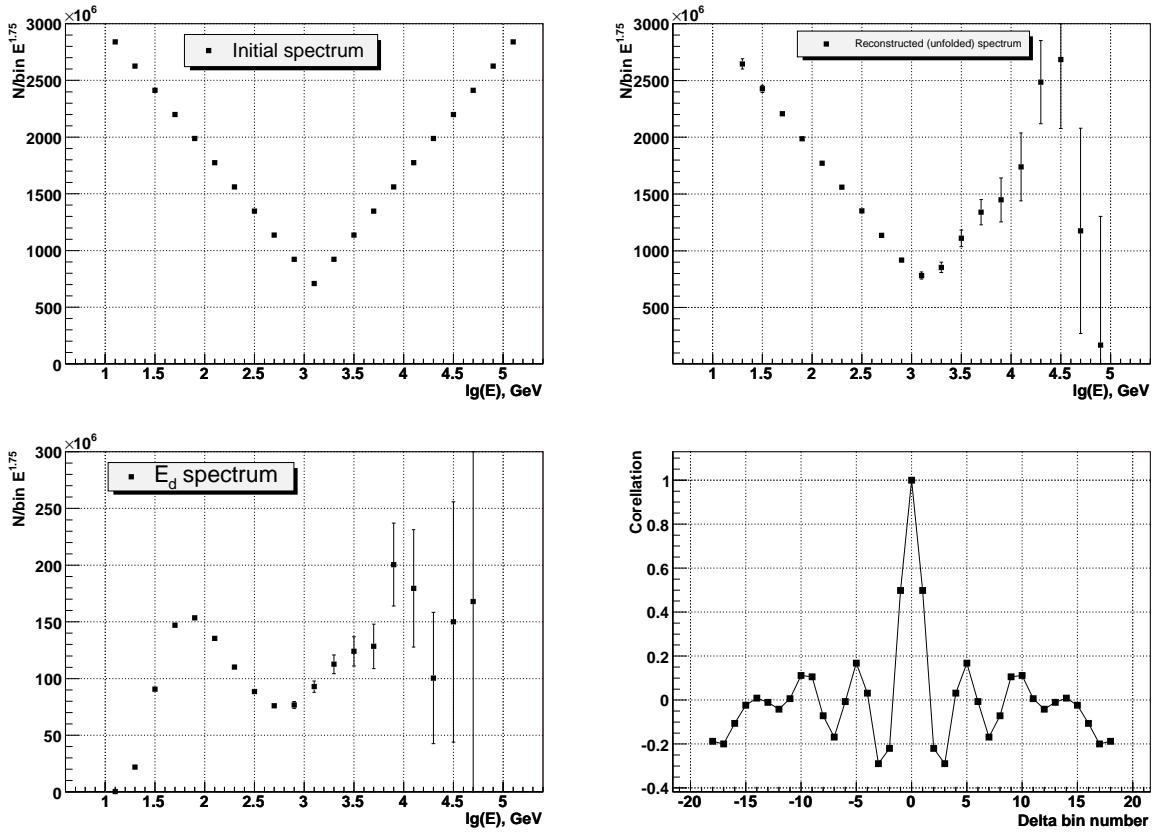


Рис. 6.9: Моделирование реконструкции особенности спектра типа прогиба («лодыжка») методом деконволюции с использованием тихоновской регуляризации. Сверху, слева – спектр первичных частиц, Сверху справа – реконструированный спектр, снизу слева – смоделированный спектр энерговыделений, снизу справа – средняя функция корреляции, с использованием которой выбирался параметр регуляризации:  $C(1) = 0.5$ .

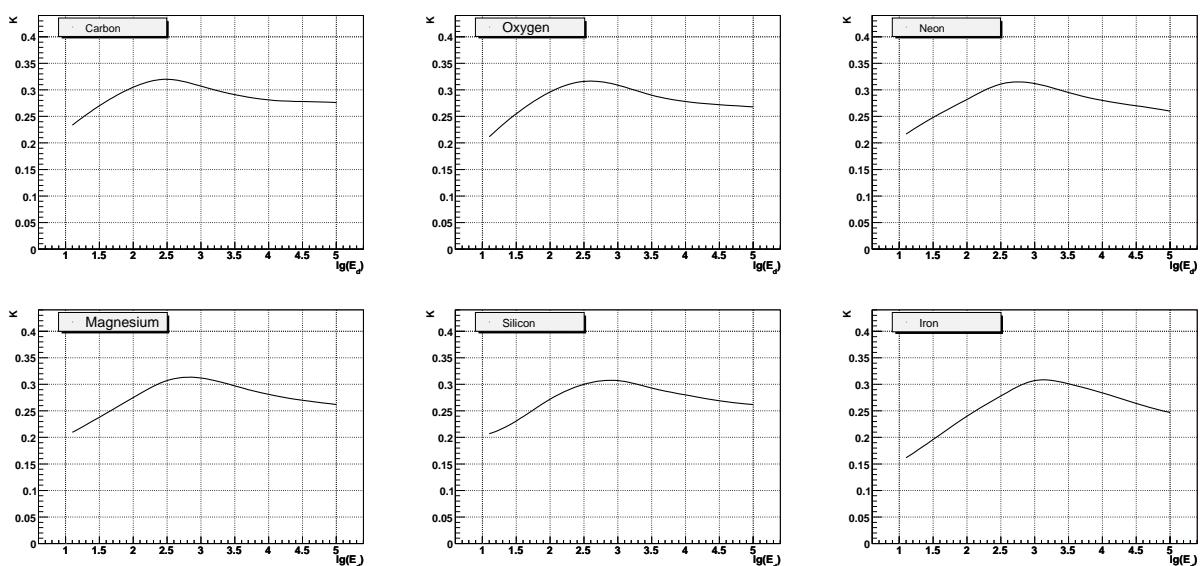


Рис. 6.10:  $K(E_d)$ -факторы для разных ядер.

# Глава 7

## Спектры протонов и ядер гелия

Как было показано в гл. 1, ситуация в эксперименте в отношении спектров протонов и гелия перед полетами ATIC была весьма противоречивой и оставляла открытыми много важных вопросов (см. резюме в разделе 1.4.4, стр. 52). Для ответа на эти вопросы требуется высокоточные измерения спектров, которые позволили бы обнаружить в спектрах особенности, если они там присутствуют. Как объяснялось в гл. 6, для получения высокоточных первичных спектров протонов и гелия в эксперименте ATIC использовался метод решения обратной задачи с регуляризацией Тихонова. Однако для того, чтобы получить этим методом правильный спектр первичных энергий, требуется решить еще ряд вспомогательных методических задач. Во-первых, требуется получить корректные спектры энерговыделений ядер, с учетом перекрытия зарядовых линий, чтобы к этим спектрам применить затем процедуру деконволюции. Во-вторых, требуется в спектры, реконструированные с использованием процедуры деконволюции, внести поправки на прохождение частиц через остаточную атмосферу, чтобы получить первичные спектры, отнесенные к границе атмосферы Земли. Ниже описаны эти методические процедуры, после чего приводятся и обсуждаются экспериментальные результаты. Результаты измерений спектров протонов и гелия в эксперименте ATIC-2 публиковались несколько раз с постепенным уточнением и совершенствованием методики [22, 28, 31, 34]. Методика и результаты, представленные в настоящей главе, соответствуют двум последним статьям [31, 34].

### 7.1 Реконструкция спектров энерговыделений $E_d$

Как видно из рис. 3.8 и рис. 3.9 (стр. 134), зарядовые линии соседних ядер в эксперименте ATIC перекрываются. Перекрытие линий протонов и гелия не очень сильно, но для

корректного определения абсолютных интенсивностей спектров, требуется аккуратное восстановление интенсивностей чистых линий.

Для решения этой проблемы мы симулировали форму зарядовых линий для протонов и ядер гелия с использованием системы FLUKA для начальных энергий 100 ГэВ, 1 ТэВ и 10 ТэВ для изотропного потока первичных ядер. Для получения формы линий мы симулировали процедуру селекции заряда первичной частицы внутри коридора ошибок траектории, как это было описано в разделе 2.4. Тем самым в симуляцию оказывается включенным и фактор селекции событий, связанный с отбором зарядов из коридора ошибок траектории и отбором самих траекторий с достаточно высоким качеством ( $\chi^2$  на степень свободы меньше 3). Фактически, эффективность селекции событий близка к 0.9, но явно она не фигурирует в вычислениях, а неявно включена в используемые ниже коэффициенты  $K_N^i$  (см. далее). Так как обратные токи приводят, по сути, лишь к искажению формы зарядовой линии, то этим путем мы учитываем, в том числе, и влияние обратных токов на абсолютную интенсивность линии. Симулированные формы зарядовых линий для первичных протонов и ядер гелия показаны на рис. 7.1. Обращают на себя внимание длинные хвосты неправильной формы, направленные в сторону высоких зарядов. Основная часть этих хвостов обусловлена обратными токами.

Проблема состоит в том, чтобы оценить чистое количество протонных и гелиевых событий для каждого энергетического бина в спектре энерговыделений. Рассмотрим один какой-нибудь энергетический бин (в терминах выделенной энергии) и пусть  $I_p$  и  $I_{He}$  есть искомые чистые количества протонных и гелиевых событий, соответствующие этому бину. Рассмотрим два зарядовых интервала  $(0, Q_0)$  и  $(Q_0, Q_1)$  так, чтобы они приблизительно покрывали основные части протонной и гелиевой зарядовых линий, соответственно. Например, можно выбрать  $Q_0 = 1.6$ ,  $Q_1 = 3.0$  или что-то похожее. Пусть  $I_p^{exp}$  и  $I_{He}^{exp}$  есть экспериментальные количества отсчетов в интервалах  $(0, Q_0)$  и  $(Q_0, Q_1)$  соответственно. Пусть  $K_p^0$  и  $K_{He}^0$  есть доли от симулированных протонного и гелиевого зарядовых пиков (по отношению к полному количеству событий в симулированных пиках) в зарядовом интервале  $(0, Q_0)$  и пусть  $K_p^1$  и  $K_{He}^1$  – доли симулированных пиков в зарядовом интервале  $(Q_0, Q_1)$ . Все коэффициенты  $K_p^0$ ,  $K_{He}^0$ ,  $K_p^1$ ,  $K_{He}^1$  известны из симуляции (см. рис. 7.1). Тогда, с точностью до статистических флуктуаций можно записать (иначе, формулу можно понимать как записанную для ожидаемых значений):

$$\begin{aligned} I_p^{exp} &= K_p^0 I_p + K_{He}^0 I_{He} \\ I_{He}^{exp} &= K_p^1 I_p + K_{He}^1 I_{He}. \end{aligned} \quad (7.1)$$

Так как  $I_p^{exp}$  и  $I_{He}^{exp}$  прямо известны из измерений, решая систему (7.1) можно получить интенсивности (ожидаемые чистые количества отсчетов)  $I_p$  и  $I_{He}$ . Эта процедура должна быть повторена для каждого энергетического бина спектра энерговыделений. При вычислении статистических ошибок для  $I_p$  и  $I_{He}$  мы принимаем во внимание статистические ошибки коэффициентов  $K_p^0$ ,  $K_{He}^0$ ,  $K_p^1$ ,  $K_{He}^1$ , которые дает процедура симуляции пиков методом Монте-Карло.

Если симуляция формы линий (рис. 7.1) полностью адекватна, то, в принципе, результаты для чистых интенсивностей  $I_p^{exp}$ ,  $I_{He}^{exp}$  не должны зависеть от точного выбора интервалов  $Q_0$ ,  $Q_1$ . Мы изучали различные выборы  $Q_0$ ,  $Q_1$ , в результате чего было получено, что ожидаемая систематическая ошибка, связанная с произволом в выборе  $Q_0$ ,  $Q_1$  при разделении перекрывающихся линий протонов и гелия, составляет не более 2% от полной найденной интенсивности линий (для протонов и гелия относительная ошибка почти одинакова).

## 7.2 Реконструкция абсолютных потоков ядер и учет остаточной атмосферы

Процедура деконволюции, описанная в гл. 6, дает первичный спектр на входе в прибор, выраженный в терминах количества отсчетов в логарифмически эквидистантных энергетических бинах. Абсолютный поток для ядер типа  $j$ , относящийся к энергетическому бину номер  $i$  с границами  $E_i$  и  $E_{i+1}$ , нормированный на единицу энергии, единичный телесный угол и единицу площади на верхней границе атмосферы, вычисляется по формуле:

$$I_i^{(j)} = \frac{N_i^{(j)}}{\Delta E_i \times S\Omega \times T \times \eta_i^{(j)}}, \quad (7.2)$$

где  $N_i^{(j)}$  – количество событий реконструированного спектра ядра  $j$  в бине номер  $i$ ,  $\Delta E_i = E_{i+1} - E_i$ ,  $S\Omega$  – геометрический фактор спектрометра,  $T$  – живое время экспозиции и  $\eta_i^{(j)}$  – фактор коррекции, учитывающий фрагментацию и потерю энергии в остаточной атмосфере для частицы типа  $j$  и диапазона энергий от  $E_i$  до  $E_{i+1}$ . Геометрический фактор был рассчитан методом Монте-Карло как  $S\Omega = 0.166 \text{ м}^2\text{стер}$  и учитывает, что траектория не может проходить через кристаллы BGO калориметра, выходящие на его внешнюю боковую поверхность, и не может проходить ближе чем в 10 см от края кремниевой матрицы. Живое время экспозиции составило  $T = 916020$  сек, и относится к стабильному участку полетного времени ATIC-2 (см. раздел 2.5).

Коэффициенты  $\eta_i^{(j)}$  вычислялись методом Монте-Карло с использованием системы FLUKA на основе симуляции прохождения ядер через атмосферу, выполненную в диссертации К.Е. Батькова [41]. Толщина остаточной атмосферы менялась во время полета от 4.55 г/см<sup>2</sup> до 5.58 г/см<sup>2</sup>, коэффициенты были вычислены для средней толщины 4.87 г/см<sup>2</sup>. Поток для некоторого ядра  $j$  под слоем остаточной атмосферы для определенной фиксированной энергии на нуклон определяется суммой первичного потока ядер типа  $j$ , прошедших атмосферу без взаимодействия, фрагментами типа  $j$  от более тяжелых ядер с той же энергией на нуклон, и, возможно, более энергичными ядрами того же типа  $j$  после потери энергии, но без фрагментации. Вычисления были выполнены для первичных энергий 10 ГэВ/нукл, 100 ГэВ/нукл и 1 ТэВ/нукл, и результаты оказались почти независимы от энергии. Поэтому использовались коэффициенты для  $E = 100$  ГэВ/нукл, так что  $\eta_i^{(j)}$  в действительности не зависят от индекса  $i$ . Для протонов и ядер гелия найдены значения  $\eta^{(p)} = 0.933$  и  $\eta^{(\text{He})} = 0.850$ .

Каждое значение потока  $I_i^{(j)}$ , относящееся к интервалу первичных энергий от  $E_i$  до  $E_{i+1}$ , графически будет относиться к «взвешенному среднему» значению энергии в  $i$ -м бине:

$$E_{graph(i)} = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} E^{-\gamma+1} dE}{\int_{E_i}^{E_{i+1}} E^{-\gamma} dE} \quad (7.3)$$

для  $\gamma = 2.6$ . Взвешенные средние энергии по бинам приведены также в табл. 7.1.

### 7.3 Результаты и обсуждение

Энергетические спектры первичных протонов и ядер гелия на входе в атмосферу, полученные в эксперименте ATIC-2, представлены в табл. 7.1 и показаны на рис. 7.2. Вместе с результатами ATIC-2 на рис. 7.2 показаны данные абсолютных измерений магнитных спектрометров AMS-01 [131, 132], CAPRICE-98 [135] и BESS-TeV [137]. Можно отметить, что результаты ATIC-2 находятся в очень хорошем соответствии с абсолютными данными магнитных спектрометров. Результаты ATIC также хорошо согласуются по абсолютной интенсивности с основным массивом данных эмульсионных спектрометров при энергиях выше 10 ТэВ (не показаны на рис. 7.2, чтобы не загромождать рисунок). Заметим, что результаты ATIC-2 тоже абсолютные, какая бы то ни было дополнительная нормировка данных отсутствует.

Наиболее яркой особенностью результатов ATIC-2 являются разные наклоны спектров протонов и гелия. Это лучше всего видно по поведению отношения потоков протонов и гелия, показанному на рис. 7.3. В то время, как поток протонов почти вдвое превышает

Таблица 7.1: Энергетические спектры протонов и ядер гелия (энергия на частицу, ГэВ),  
 $\text{м}^{-2}\text{стер}^{-1}\text{сек}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$ .

Протоны				
$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Поток	Ошибка
39.8	63.1	49.2	0.321	0.00319
63.1	100	77.9	0.089	0.000525
100	158	123	0.025	0.000132
158	251	196	0.00707	4.71e-05
251	398	310	0.00201	1.85e-05
398	631	492	0.000595	6.85e-06
631	1e+03	779	0.000178	3.49e-06
1e+03	1.58e+03	1.23e+03	5.24e-05	1.37e-06
1.58e+03	2.51e+03	1.96e+03	1.58e-05	4.96e-07
2.51e+03	3.98e+03	3.1e+03	4.83e-06	2.28e-07
3.98e+03	6.31e+03	4.92e+03	1.4e-06	1.01e-07
6.31e+03	1e+04	7.79e+03	4.23e-07	3.9e-08
1e+04	1.58e+04	1.23e+04	1.37e-07	1.54e-08
1.58e+04	2.51e+04	1.96e+04	3.89e-08	7.01e-09
2.51e+04	3.98e+04	3.1e+04	9.16e-09	2.48e-09
Ядра гелия				
$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Поток	Ошибка
39.8	63.1	49.2	0.173	0.00217
63.1	100	77.9	0.0514	0.000282
100	158	123	0.0152	0.000103
158	251	196	0.0046	2.58e-05
251	398	310	0.00141	1.05e-05
398	631	492	0.000434	5.02e-06
631	1e+03	779	0.000132	2.18e-06
1e+03	1.58e+03	1.23e+03	3.89e-05	1.01e-06
1.58e+03	2.51e+03	1.96e+03	1.2e-05	3.67e-07
2.51e+03	3.98e+03	3.1e+03	3.92e-06	1.58e-07
3.98e+03	6.31e+03	4.92e+03	1.25e-06	8.98e-08
6.31e+03	1e+04	7.79e+03	4.14e-07	3.18e-08
1e+04	1.58e+04	1.23e+04	1.35e-07	1.62e-08
1.58e+04	2.51e+04	1.96e+04	3.28e-08	6.05e-09
2.51e+04	3.98e+04	3.1e+04	9.06e-09	2.59e-09

поток гелия при энергии 50 ГэВ на частицу, они становятся почти одинаковыми при энергии около 10 ТэВ. Данные ATIC, касающиеся отношения потоков, находятся в полном соответствии с результатами магнитных спектрометров в общей для всех экспериментов области энергий. Из рис. 7.2 хорошо видно, что ни спектр протонов, ни спектр гелия, не являются в точности степенными (и это еще один важный результат эксперимента ATIC), но в степенном приближении различие в наклонах спектров протонов и гелия в диапазоне  $50 \text{ ГэВ} \leq E \leq 10^4 \text{ ГэВ}$  может быть представлено средним различием в спектральных индексах:  $\delta\gamma \approx 0.12$ .

Можно отметить хорошо заметное нарушение степенного поведения спектра протонов в виде расположения спектра между 200 ГэВ и 300 ГэВ. Спектр гелия также демонстрирует аналогичное расположение, но в данных ATIC оно локализовано несколько хуже, чем в спектре протонов. Спектр гелия при энергиях выше 1 ТэВ более пологий, чем при энергиях ниже 200 ГэВ, но это расположение идет через промежуточную волнобразную структуру небольшой амплитуды. Последние две высокоэнергетические точки в спектрах как протонов, так и гелия указывают на наличие излома, сопровождаемого укручением спектров, но эти точки плохо статистически обеспечены, и эффект не может рассматриваться как статистически значимый. Результаты ATIC показывают, что данные магнитных спектрометров справляются с результатами эмульсионных экспериментов достаточно нетривиальным образом, именно – за счет прогиба спектров протонов и гелия вблизи энергии 200–300 ГэВ на наклон.

Обычно предполагается, что ударные волны, порождаемые вспышками сверхновых звезд, могут рассматриваться как основной источник ультракраснотельных космических лучей до энергий  $10^{17}$  эВ. Так как источник<sup>1</sup> дает один спектр жесткости для всех ускоренных частиц, то если бы доминировал только один класс источников, все компоненты космических лучей должны были бы иметь один и тот же спектр жесткости. На рис. 7.4 показаны спектры жесткости, полученные в эксперименте ATIC-2. Видно, что спектры протонов и гелия демонстрируют сильно различающиеся спектры жесткости. В частности, можно отметить сильно различающиеся наклоны спектров в области от  $10^2$  ГВ до  $10^4$  ГВ. Означает ли это, что спектры протонов и гелия должны быть различны уже в

---

<sup>1</sup>Под «источником» определенного типа в этом контексте правильно понимать пространственно-временную область, характеризующуюся определенным жесткостным спектром ускоренных частиц. Одна оболочка сверхновой может на разных фазах своего расширения порождать различные спектры жесткости и даже разный химический состав космических лучей, и в этом смысле может быть эквивалентна нескольким разным типам источников, или даже непрерывной последовательности типов источников. См. дальнейшее обсуждение на стр. 7.3.

источниках?

Наблюдаемый спектр жесткости для частиц некоторого типа – это не то же самое, что спектр этих же частиц в источнике, так как спектр искажается при распространении частиц через Галактику. Не может ли наблюдаемое различие наклонов спектров быть следствием процессов распространения космических лучей? Для того, чтобы заключить, что из различия спектров жесткости, как на рис. 7.4, следует различие спектров в источниках, надо убедиться в том, что эффекты распространения не могут привести к столь сильному различию спектров.

Как объяснялось в разделе 1.1, существует множество различных подходов в описании распространения космических лучей в Галактике. Мы ограничимся анализом в рамках leaky-box приближения (см. стр. 20). Основное уравнение leaky-box приближения (1.6) для случая обильных первичных ядер, для которых можно пренебречь подпиткой осколками более тяжелых ядер из-за процессов фрагментации, удобно переписать в терминах потоков ядер и в качестве аргумента использовать магнитную жесткость вместо энергии на нуклон, как в уравнении (1.6):

$$I_G(R) = Q(R) \times \frac{1}{\rho v(R)} \frac{\lambda_{esc}(R)}{(1 + \lambda_{esc}(R)/\lambda_{int})}. \quad (7.4)$$

Здесь  $\lambda_{int}$  означает среднюю ядерную длину пробега, которая предполагается не зависящей от магнитной жесткости частицы. Так как с помощью уравнения (7.4) легко можно спектр источника  $Q(R)$  выразить через наблюдаемый равновесный спектр  $I_G(R)$ , то нетрудно выразить и ожидаемое отношение спектров протонов и гелия в источнике через наблюдаемое отношение экспериментально измеряемых потоков:

$$\frac{Q^{(p)}(R)}{Q^{(He)}(R)} = \frac{I_G^{(p)}(R)}{I_G^{(He)}(R)} \times L(R), \quad (7.5)$$

где

$$L(R) = \frac{v^{(p)}(R)[1 + \lambda_{esc}(R)/\lambda_{int}^{(p)}]}{v^{(He)}(R)[1 + \lambda_{esc}(R)/\lambda_{int}^{(He)}]}. \quad (7.6)$$

Отличие наблюдаемого отношения спектров от отношения в источнике определяется фактором  $L(R)$ , а отличие этого фактора от тождественной единицы связано практически исключительно с различием длин ядерных пробегов  $\lambda_{int}$  протонов и гелия ( $74 \text{ г}/\text{см}^2$  и  $18 \text{ г}/\text{см}^2$  соответственно [46]), так как при жесткостях больше или порядка  $100 \text{ ГВ}$  скорости протонов и ядер гелия практически одинаковы и равны скорости света. С какой точностью может быть найден фактор  $L(R)$ ?

Неопределенность в факторе  $L(R)$  определяется неопределенностью в зависимости длины утечки  $\lambda_{esc}$  от жесткости частиц. Различные авторы предлагают разные аналити-

ческие выражения для  $\lambda_{esc}(R)$ . Мы упомянем здесь

$$\lambda_{esc}(R) = 4.2 \times (R/R_0)^{-1/3} \times [1 + (R/R_0)^{-2/3}] \text{ g/cm}^2; R_0 = 5.5 \text{ GV} \quad (7.7)$$

из [63] (Osborne & Ptuskin model) – диффузационная модель с предускорением, результаты которой авторами записаны в терминах leaky-box приближения;

$$\lambda_{esc}(R) = 34.1 \times R^{-0.6} \text{ g/cm}^2, \text{ for } R \geq 4.4 \text{ GV} \quad (7.8)$$

из [6] (Engelmann etc. model) – аппроксимация данных эксперимента НЕАО-3-С2;

$$\lambda_{esc}(R) = \frac{26.7\beta}{R^{0.58} + (R/1.4)^{-1.4}} \text{ g/cm}^2 \quad (7.9)$$

из [303] (Soutoul & Ptuskin model). Все модели имеют поведение близкое к  $R^{-0.6}$  при малых жесткостях (вблизи 2 ГВ), что необходимо для согласия с данными эксперимента НЕАО-3-С2, но различаются поведением при высоких энергиях.

$L$ -фактор (7.6), вычисленный с использованием трех этих моделей распространения, показан на рис. 7.5. Видно, что все три модели (7.7), (7.8), (7.9) дают очень похожие результаты для поведения  $L(R)$ , особенно в области  $R > 100$  ГВ, где расположен основной массив результатов ATIC. На основании этого можно заключить, что результаты, касающиеся отношения спектров в источнике, являются практически модельно независимыми.

Учитывая теперь, что  $Q^{(p)}(R)/Q^{(\text{He})}(R)$  может быть получено почти модельно независимым способом по наблюдаемым отношениям равновесных спектров, можно оценить, каково это отношение на самом деле. Для того, чтобы сделать это, мы будем использовать модель (7.7) [63].

Для вычисления отношения  $Q^{(p)}(R)/Q^{(\text{He})}(R)$ , следующего из экспериментальных данных ATIC, следует сначала из измеренных экспериментальных спектров жесткости  $I(R)$ , отнесенных к входу частиц в атмосферу, получить галактические спектры  $I_G(R)$ . Для этого надо учесть модуляцию галактических спектров солнечным магнитным полем. Для учета солнечной модуляции мы используем формулу Глисона и Аксфорда [88] с параметром модуляции  $\Phi = 600$  МВ

$$I(E) = \frac{E^2 + 2mE}{(E + Ze\Phi)^2 + 2m(E + Ze\Phi)} \times I_G(E + Ze\Phi). \quad (7.10)$$

(для практического использования этой формулы  $E$  перевычисляется в  $R$  и  $I(E)$  перевычисляется в  $I(R)$ ).

Реконструированное отношение спектров протонов и гелия в источнике  $Q^{(p)}(R)/Q^{(\text{He})}(R)$  по данным ATIC, полученное с использованием  $L$ -фактора (7.6),

вычисленного в модели (7.7), и с коррекцией солнечной модуляции (7.10), показано на рис. 7.6. Там же приведены данные экспериментов AMS-01 [131, 132], CAPRICE-98 [135] и BESS-TeV [137]. Из рис. 7.6 видно, что ясного различия между спектрами протонов и гелия при низких жесткостях  $R < 100$  ГВ нет, но данные ATIC-2 для  $R \geq 100$  ГВ показывают очень значимое падение отношения, и, следовательно, значимое различие между спектрами протонов и гелия в источнике. Экстраполяция данных магнитных спектрометров постоянным значением, полученным усреднением результатов магнитных спектрометров AMS-01, BESS-TeV и CAPRICE, к жесткостям выше 100 ГВ, показано на рис. 7.6 пунктирной горизонтальной прямой линией. Постоянное значение соответствует одинаковым спектрам протонов и гелия в источниках, но хорошо видно, что данные ATIC лежат существенно ниже этой экстраполяции. Таким образом, формально говоря, существуют различные типы источников, которые ускоряют преимущественно протоны или преимущественно гелий и характеризуются различными спектральными индексами, и этот результат устойчив к моделям распространения космических лучей в Галактике.

Наличие двух типов спектров в источниках не означает обязательно, что имеется два разных преобладающих типа взрывов сверхновых звезд, для которых характерен химический состав с преобладанием водорода или гелия и различные спектры жесткости ускоряемых частиц. Есть две основные возможности объяснения наблюдаемого различия спектров. Первая возможность состоит в том, что, действительно, существуют разные типы источников с разным химическим составом и разными спектрами в буквальном смысле. Однако вторая возможность состоит в том, что имеются источники, формируемые гетерогенным окружением взрывающихся сверхновых. В.С. Птушкин и В.Н. Зираакшвили показали [82], что максимальная энергия частиц достигается в начальной стадии Седова-Тейлора расширения остатка сверхновой. Плотность звездного ветра (существующим образом, из гелия) для таких звезд-сверхгигантов, как звезды Вольфа-Райе, перед взрывом сверхновой максимальна в окрестностях звезды, и спадает с ростом расстояния до нее. Следовательно интенсивность потока ускоренных ядер гелия по отношению к ядрам водорода будет максимальна на ранних стадиях ускорения, когда энергии, до которых ускоряются частицы, максимальны. Это как раз и означает, что спектр ядер гелия будет жестче, чем спектр протонов.

Нестепенной характер спектров протонов и гелия тоже может быть понят как результат наличия нескольких типов источников. Для упоминания спектров в области 200–300 ГэВ это – не единственное возможное объяснение. Объяснение, связанное с эффектами распространения, будет рассмотрено в разделе 9.5 главы 9. Здесь мы рассмотрим возмож-

Таблица 7.2: Параметры трех классов источников.

Класс	$\alpha$	$R_{max}$ [GV]	$\gamma_k$
I	2.3	$5 \times 10^4$	8
II	2.1	$4 \times 10^6$	4.5
III	2.57	$2 \times 10^2$	4.5

Таблица 7.3: Подгонка весов трехкомпонентной модели для описания экспериментальных спектров.

	$K_I$	$K_{II}$	$K_{III}$
protons	496	29.3	1040
He	89	15.7	166

ность описания всех особенностей спектров протонов и гелия в рамках единой модели, основанной на наличии нескольких типов источников космических лучей (точнее говоря, как композиция нескольких типов спектров, так как разные типы спектров могут быть связаны не только с разными источниками, но и с гетерогенностью одного источника, как это обсуждалось выше). Для описания полученных результатов мы будем использовать трехкомпонентную модель космических источников Зацепина-Сокольской [304]. В этой модели спектры космических лучей рассматриваются как результат суперпозиции трех типов источников классов I, II и III. Спектр жесткости каждого типа источников представляется произведением степенного спектра с показателем  $-\alpha_i$  и «фактора обрезания»:

$$Q^{(i)}(R) \sim R^{-\alpha^{(i)}} [1 + (R/R_{max}^{(i)})^2]^{(\alpha^{(i)} + 0.33 - \gamma_k^{(i)})/2} \quad (7.11)$$

где  $i = I, II, III$  есть класс источника,  $R_{max}^{(i)}$  – жесткость обрезания, и  $\gamma_k^{(i)}$  представляет собой асимптотическую жесткость спектра при жесткостях выше жесткости обрезания. Параметры источников представлены в табл. 7.2, воспроизведенной по статье [304].

Спектр жесткости протонов и гелия представляется суперпозицией источников трех классов:

$$\begin{aligned} Q^{(p)}(R) &= K_I^{(p)} Q_I(R) + K_{II}^{(p)} Q_{II}(R) + K_{III}^{(p)} Q_{III}(R) \\ Q^{(He)}(R) &= K_I^{(He)} Q_I(R) + K_{II}^{(He)} Q_{II}(R) + K_{III}^{(He)} Q_{III}(R) \end{aligned} \quad (7.12)$$

Аппроксимация экспериментальных спектров жесткости ATIC-2 вместе со всеми магнитными спектрометрами (см. рис. 7.4) выражениями (7.12), с учетом солнечной модуляции и эффектов распространения, дает веса  $K_j^{(i)}$  как показано в табл. 7.3. Полученные

теоретические аппроксимации спектров трехкомпонентной моделью показаны на рис. 7.4 сплошными линиями. Отношение спектра протонов к спектру гелия, полученное в рамках этой же модели, показано на рис. 7.6. Как в случае отдельных спектров, так и для отношения, модель разумно описывает экспериментальные данные, включая нестепенное поведение спектров. Таблица 7.3 показывает, что как в спектр протонов, так и в спектр гелия, дают вклад все три типа источников, но вклады эти сильно различаются. Состав источников для протонов и гелия в соответствии с табл. 7.3 показан на рис. 7.7. Из рис. 7.7 хорошо видно, что спектр гелия содержит больший вклад источника II с более пологим спектром, что и приводит к тому, что спектр гелия в целом является более пологим, чем спектр протонов.

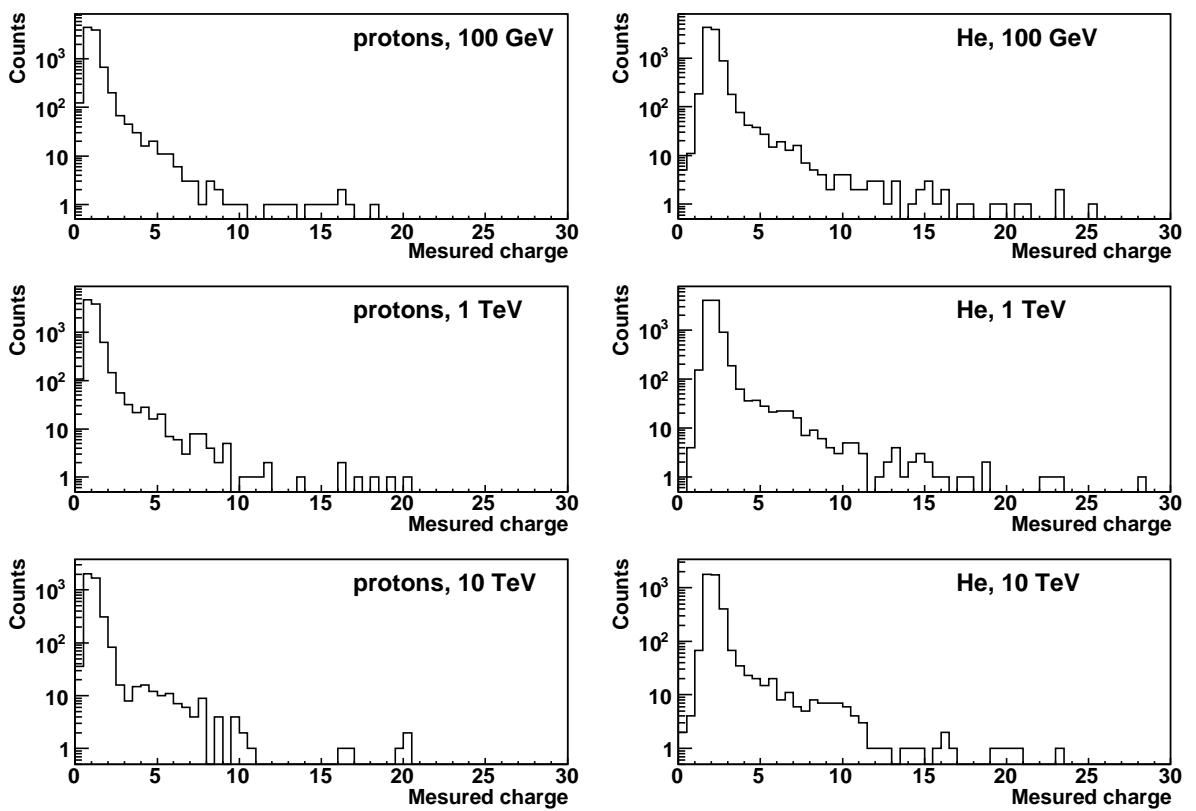


Рис. 7.1: Симулированные формы зарядовых линий для протонов и ядер гелия при различных первичных энергиях

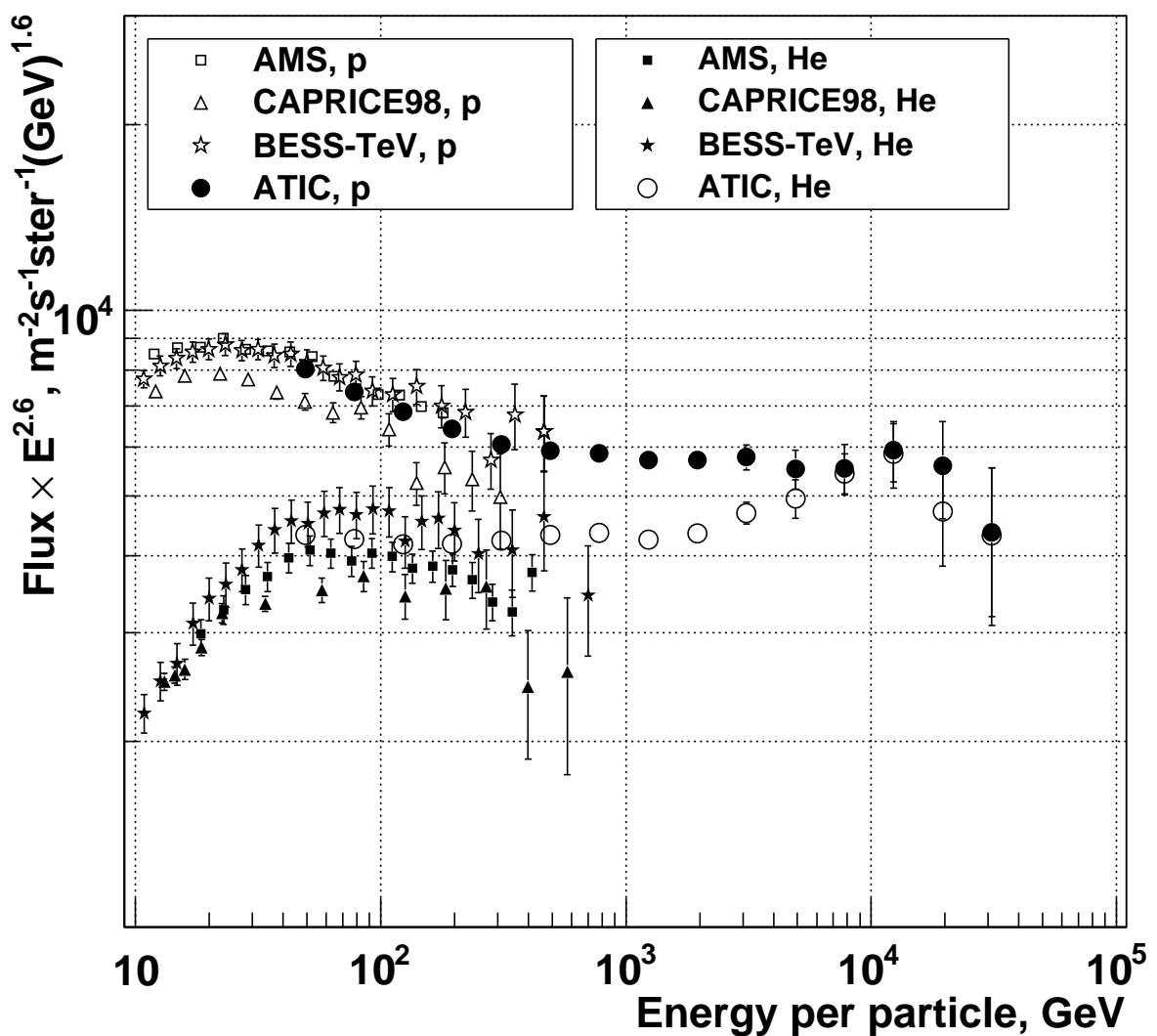


Рис. 7.2: Энергетические спектры первичных протонов и ядер гелия на входе в атмосферу, полученные в эксперименте ATIC-2 (численные значения см. табл. 7.1) и по данным магнитных спектрометров.

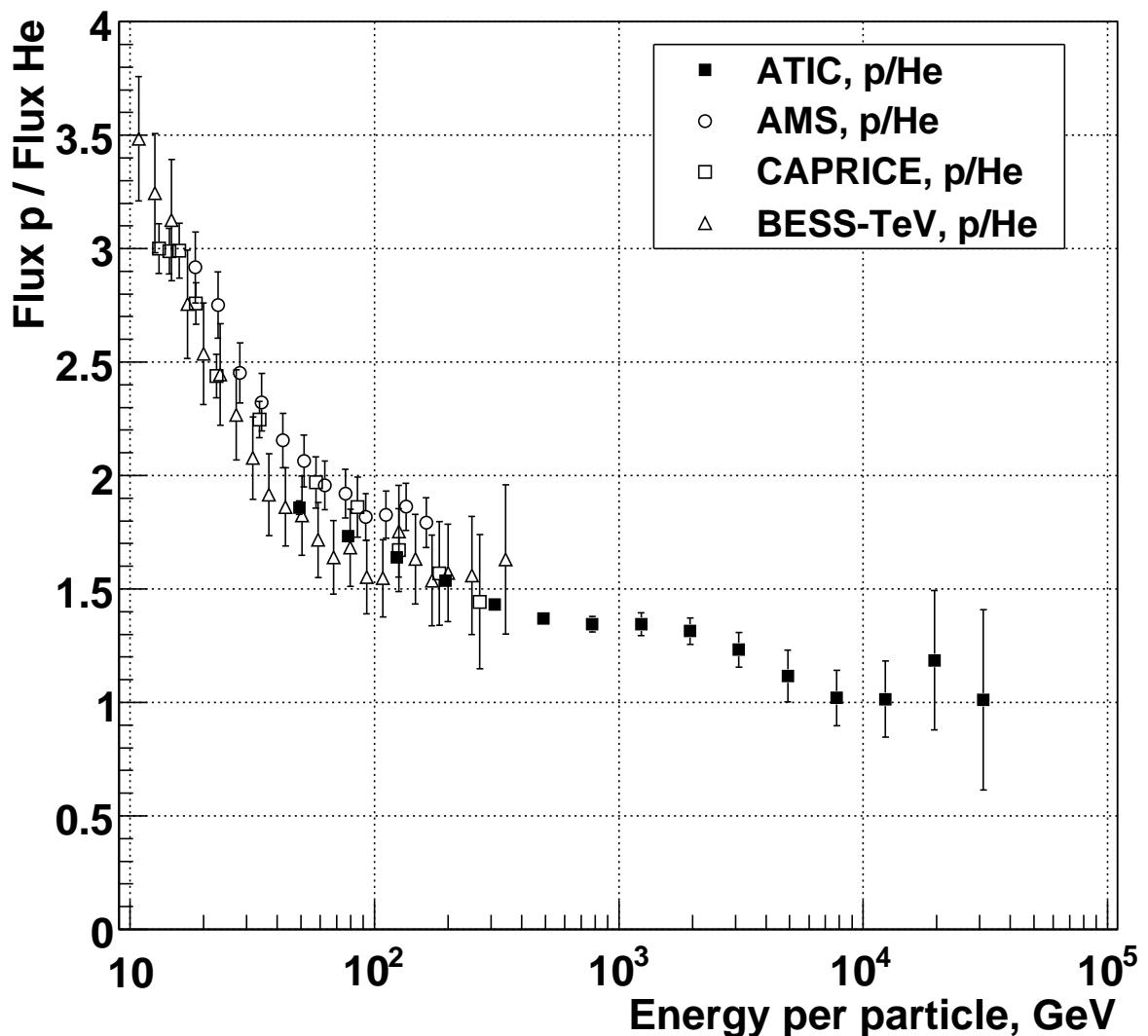


Рис. 7.3: Отношение потока протонов к потоку ядер гелия по результатам ATIC-2 и по данным магнитных экспериментов.

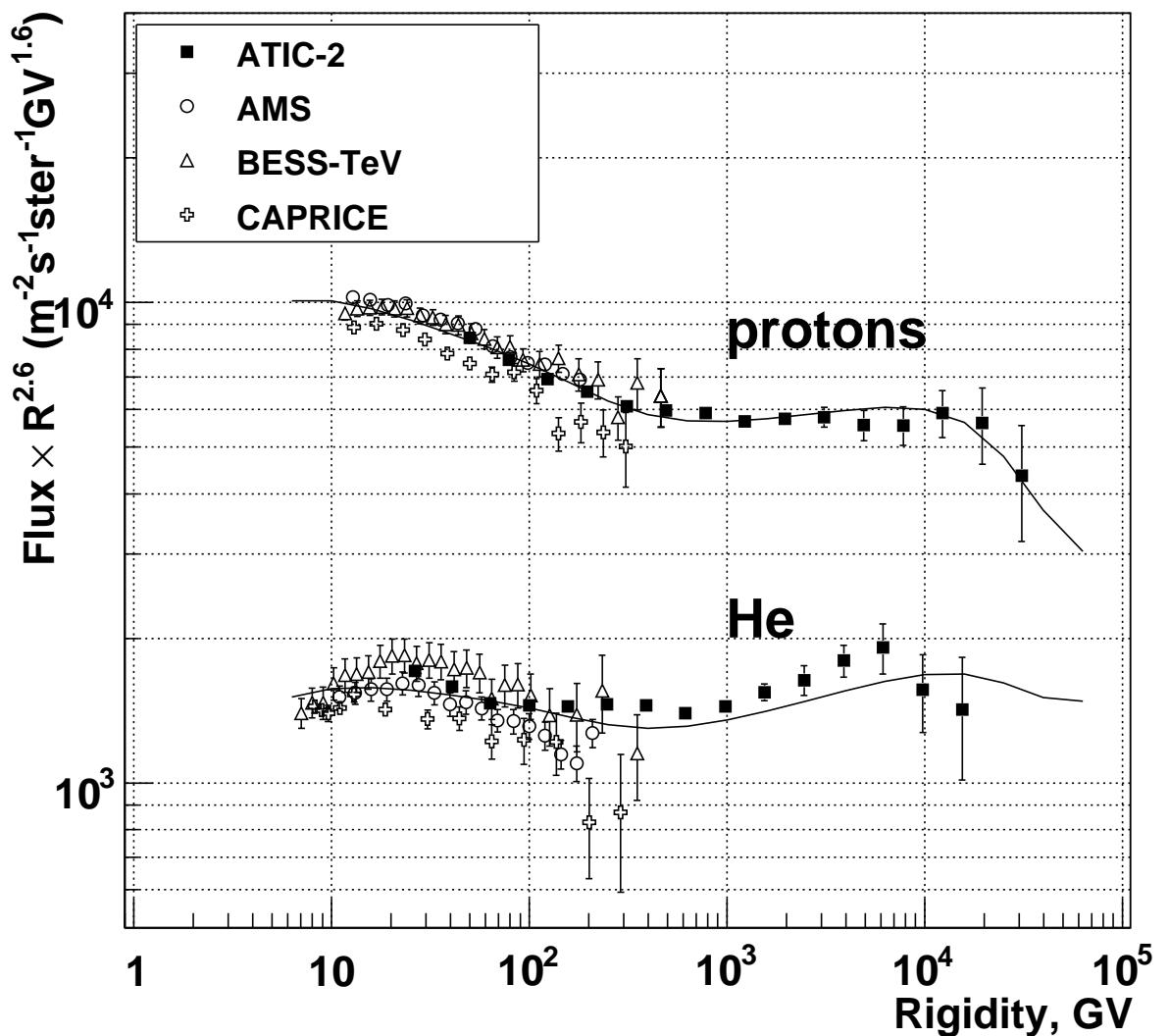


Рис. 7.4: Спектры жесткости протонов и гелия, полученные в эксперименте ATIC-2, вместе с данными магнитных спектрометров. Сплошные линии – аппроксимация трехкомпонентной моделью (см. текст для объяснений).

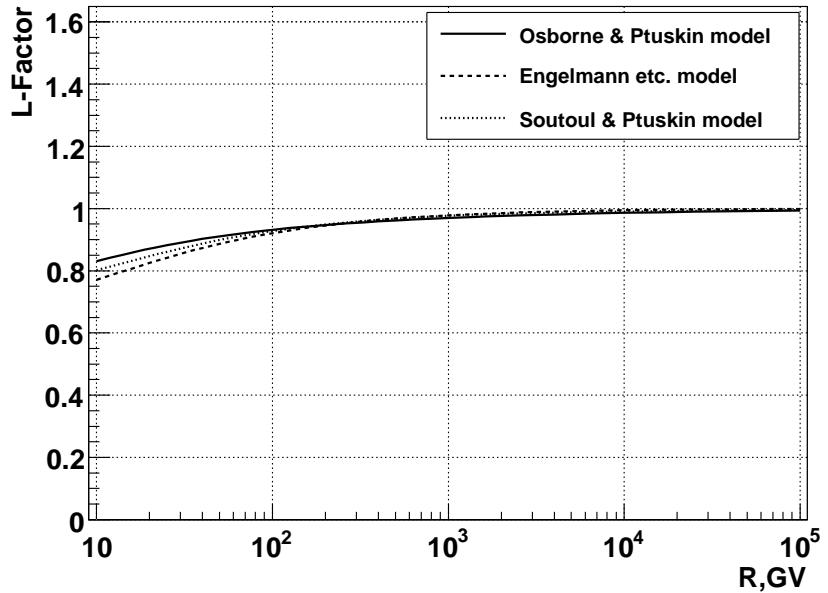


Рис. 7.5: L-факторы (7.6) вычисленные для трех моделей распространения: модель Osborne & Ptuskin(7.7); модель Engelmann etc. (7.8); модель Soutoul & Ptuskin (7.9).

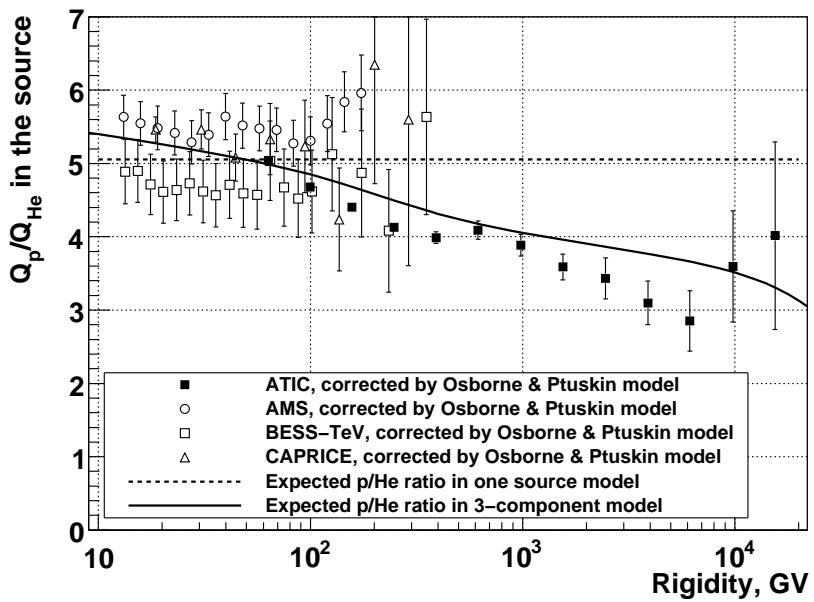


Рис. 7.6: Оценка отношения спектров жесткости протонов и гелия в источнике  $Q^{(p)}(R)/Q^{(He)}(R)$ . Точки разных типов – эксперименты; пунктирная линия – экстраполяция усредненных данных магнитных спектрометров постоянным значением; сплошная линия – аппроксимация трехкомпонентной моделью (см. текст для объяснений).

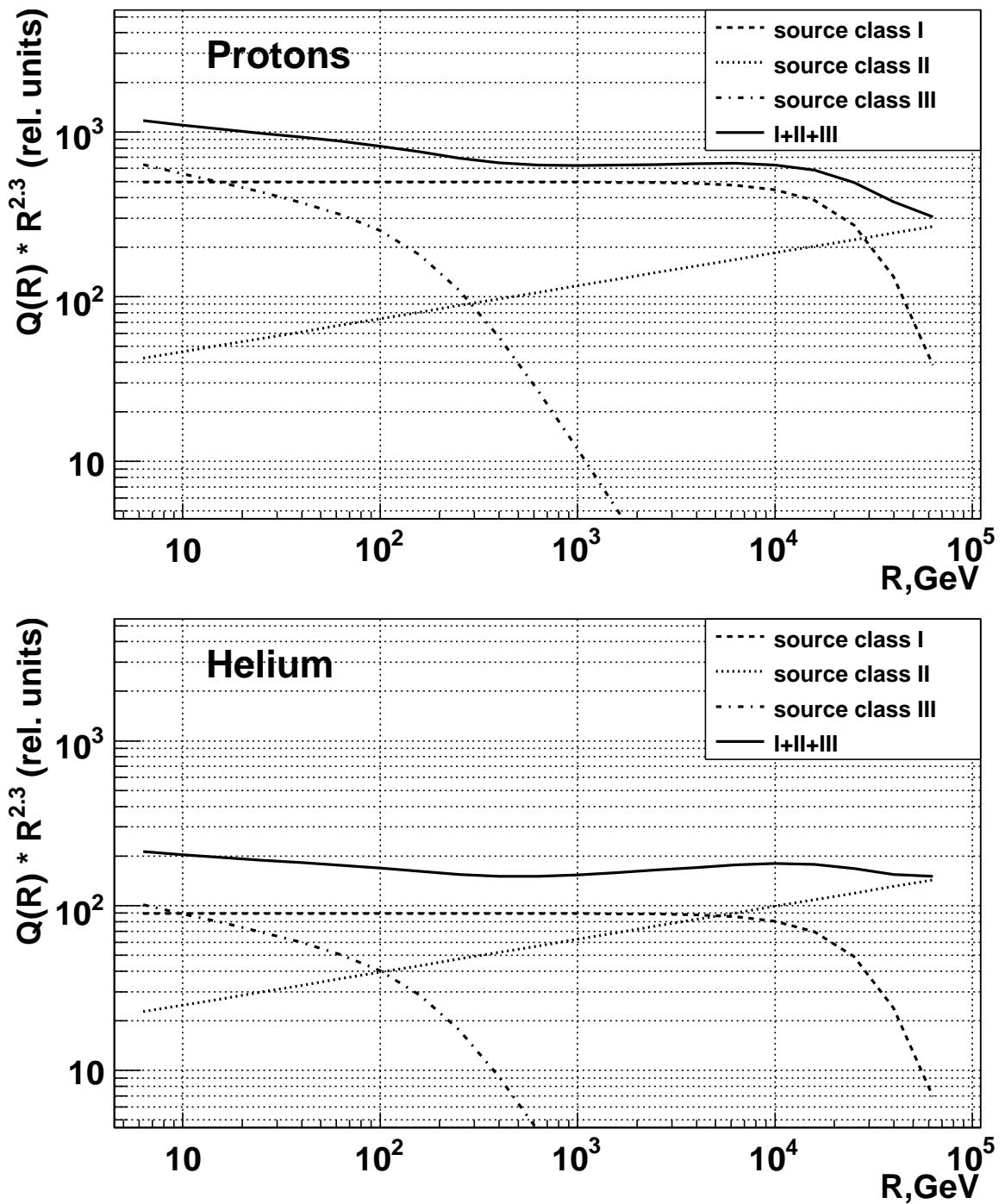


Рис. 7.7: Состав источников для спектра протонов (верхняя панель) и для гелия (нижняя панель).

## Глава 8

# Спектры ядер тяжелее гелия, спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса.

Спектры обильных ядер тяжелее гелия ( $\text{C}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Si}$ ,  $\text{Fe}$ ), измеренные в эксперименте ATIC-2, публиковались несколько раз с постепенным уточнением методики [27, 28, 34]. Уже предварительные результаты [27, 28] выявили новую интересную особенность спектров ядер – уложение спектров при энергиях выше 300–500 ГэВ/нукл. Нестепенное поведение спектров было явно отмечено в статье [28], но видно так же и в данных более ранней статьи [27]. В отношении спектров ядер из диапазона зарядов  $Z = 4 \div 14$  в настоящей главе будет описана методика и результаты согласно окончательной статье [34]. Будут приведены также результаты для спектра всех частиц и спектра  $\ln A$ , которые получены по более простым методикам статей [28]. Измерение спектра всех частиц и  $\ln A$  – существенно более простая задача, чем определение спектров отдельных ядер, и она не требует сложной методики, использованной в статье [34] (а также и в статье [30], посвященной отношениям  $\text{B}/\text{C}$  и  $\text{N}/\text{O}$ ). Ниже приводится описание многоступенчатой методики определения спектров ядер, после чего приводятся и обсуждаются результаты. Основная часть методики относится к спектрам ядер из диапазона  $4 \leq Z \leq 14$ .

## 8.1 Методика определения спектров ядер $4 \leq Z \leq 14$

Исходным материалом для определения энергетических спектров ядер является количество событий, найденное в «зарядовом ящике», соответствующем каждому ядру, в каждом из используемых энергетических бинов в терминах энерговыделений в калориметре. Одна из проблем состоит в том, что сами положения зарядовых линий, как они определяются детекторами спектрометра, меняются с энергией, и это должно быть аккуратно учтено при построении зарядовых ящиков, чтобы избежать неконтролируемого смешивания ядер разного типа при определении спектров. Это является следствием хорошо известного эффекта – релятивистского увеличения ионизационной тормозной способности заряженной частицы с ростом энергии (в соответствии с формулой Бете-Блоха). Первой методической задачей является построение подвижных зарядовых ящиков, отслеживающих этот эффект.

### 8.1.1 Генерация зарядовых диапазонов, зависящих от $E_d$

Для пяти диапазонов энерговыделения  $E_d$  в BGO калориметре (50–100 ГэВ, 100–200 ГэВ, 200–398 ГэВ, 398–794 ГэВ, 794–1585 ГэВ, то есть 1.7–2.0, 2.0–2.3, … для  $\lg E_d$ ) мы получили зарядовые спектры (рис. 8.1) и разложили их на гауссовые линии (величина  $\chi^2$  на одну степень свободы была во всех случаях близка к 1). Были определены положения зарядовых линий. На рис. 8.2 видно, что с ростом  $E_d$  определяемый заряд растет, то есть зарядовые линии сдвигаются вправо. Все наблюдаемые экспериментальные зависимости (для всех зарядов) были аппроксимированы одной формулой

$$Q^Z(E_d) = Q_{100}^Z [1 + \alpha \lg(E_d/100 \text{ ГэВ})], \quad (8.1)$$

где  $Q^Z(E_d)$  – среднее измеренное значение заряда для ядра  $Z$  для энерговыделения  $E_d$ ,  $Q_{100}^Z$  – измеренный заряд для энерговыделения  $E_d = 100$  ГэВ,  $\alpha$  – константа (одна и та же для всех ядер  $Z$ ). Фактор  $\alpha$  был определен как 1.2% на одну декаду энергии. Аппроксимации экспериментальных зависимостей функцией (8.1) показаны на рис. 8.2 сплошными линиями.

Мы реконструируем спектры ядер в восьми (для C и O) или семи (для Ne, Mg, Si) энергетических бинах, но положения зарядовых пиков были измерены только для пяти энергетических бинов с наименьшей энергией и только для обильных четных ядер. Для бинов с большей энергией для надежного определения положения зарядовых линий не хватает статистики. Для получения положений зарядовых линий при всех энергиях мы

экстраполируем формулу (8.1) для более высоких энергий. Для получения положений зарядовых линий для не обильных нечетных ядер, мы интерполируем по  $Z$  положения линий обильных четных ядер для всех энергетических бинов  $E_d$ . Кроме того, мы используем положения зарядовых линий, которые дает формула (8.1) (аппроксимация) вместо прямо измеренных значений в том числе и для первых пяти бинов обильных ядер, для того, чтобы минимизировать статистические ошибки в определении положений линий.

Бериллий и бор ( $Z = 4, 5$ ) представляют собой специальный случай, так как их зарядовые линии располагаются над интенсивным высокоэнергетическим хвостом зарядовой линии гелия, и аккуратный фит зарядовых линий этих ядер затруднен. Мы предполагаем, что положение зарядовой линии бора есть в точности положение зарядовой линии углерода минус единица, а ширина зарядового ящика, по которому определяется статистика для бора, есть в точности 1.0. Для бериллия предполагается все то же самое с той разницей, что заряд бериллия меньше заряда углерода на две единицы.

После определения положений всех зарядовых линий для всех используемых энергетических бинов  $E_d$ , границы зарядовых ящиков для каждого ядра генерируются таким образом, что лежат точно на полпути между зарядовыми пиками соседних ядер. Число событий  $I_{s,q}^0$  в каждом зарядовом ящике  $q$  ( $q$  изменяется от 4 до 14 для ядер от бериллия до кремния), для каждого энергетического бина  $s$  – есть исходные данные для определения потоков первичных ядер ( $s = 0$  соответствует диапазону энергий  $E_d$  50–100 ГэВ (1.7–2.0 по логарифму) и т.д. с шагом 0.3 по логарифму энергии).

### 8.1.2 Вычитание фона, производимого протонами и гелием

Сигналы в кремниевой матрице от первичных протонов и гелия могут иногда симулировать более тяжелые ядра, главным образом за счет появления альбедных частиц. Эти эффекты включены в форму зарядовых линий протонов и гелия, симулированную системой FLUKA, для измерения заряда с использованием кремниевой матрицы (см. рис. 7.1, стр. 219); аналогичные спектры были симулированы и для измерений заряда с использованием кремниевой матрицы вместе с верхним слоем сцинтилляторов. Эффект симуляции более тяжелых ядер первичными ядрами протонов и гелия является энергозависимым (растет с энергией).

С использованием этих симулированных спектров были вычислены соответствующие фоны  $B_{s,q}^{p,\text{He}}$  для каждого значения  $I_{s,q}^0$  (исходные количества событий в зарядовых ящиках различных ядер, см. раздел 8.1.1). Сама эта процедура является многошаговой. На первом шаге первичная энергия протонов и гелия, которая была использована в симуля-

ции, транслируется к ожидаемому энерговыделению в калориметре и формы зарядовых линий интерполируются к центральным значениям экспериментальных  $E_d$ -бинов (1.7–2.0, 2.0–2.3, … для логарифма  $E_d$ ). Затем мы вычисляем интегралы от зарядовой линии (отдельно для протонов и гелия), соответствующие каждому зарядовому ящику для каждого ядра ( $Z = 4 \div Z = 14$ ) и для каждого бина  $E_d$ , и выражаем их в относительных единицах к полной площади зарядовой линии протона или гелия. После этого мы получаем абсолютные интегралы для линий протонов и гелия точно так же, как это было описано в гл. 7, стр. 208 (следовательно методика построения спектров тяжелых ядер не является независимой от методики для протонов и гелия) и с помощью нормализации этих абсолютных интегралов на упомянутые выше относительные площади, соответствующие зарядовым ящикам разных ядер, мы получаем абсолютные значения  $B_{s,q}^{\text{p,He}}$  фонов, произведенных протонами и гелием, под каждой из зарядовых линий более тяжелых ядер. Эта процедура дает скорректированные интенсивности  $I_{s,q}^1 = I_{s,q}^0 - B_{s,q}^{\text{p,He}}$ .

### 8.1.3 Фоны от группы ядер $Z \geq 15$ для ядер $Z = 4 \div 14$

Частицы с зарядами  $Z \geq 15$  могут фрагментироваться в веществе над кремниевой матрицей и давать осколки в диапазоне  $4 \leq Z \leq 14$ . Для вычитания этого фона из зарядовых линий ядер  $Z = 4 \div 14$  мы использовали метод, аналогичный методу вычитания фона, произведенного протонами и гелием. Зарядовый пик железа был симулирован для различных начальных энергий ядра железа, см. рис. 8.3. Путем перевычисления энергий первичных ядер к энерговыделению в калориметре  $E_d$  и интерполяции/экстраполяции формы линий мы вычисляем относительные вклады линии железа в зарядовые ящики различных ядер  $Z = 4 \div 14$  для различных энерговыделений  $E_d$ . Затем мы определяем весь интеграл событий для наблюдаемых зарядов  $Z > 15$  и все эти события интерпретируем как события железа. Нормализацией полученных относительных площадей для различных зарядовых ящиков к полученному полному интегралу получаем фоны, соответствующие фрагментации ядер группы железа для каждого ядра  $Z = 4 \div 14$ . Конечно, такой метод довольно приблизителен, так как все ядра  $15 \leq Z \leq 26$  интерпретируются как ядро железа, но такое приближение допустимо, так как сами фоны оказываются в действительности очень малыми. Максимальная поправка для ядра углерода ( $Z = 6$ ) составляет 0.4%, а для ядра кремния ( $Z = 14$ ) – 2.6%.

Таблица 8.1: Экспериментальные ширины зарядовых линий (стандартные отклонения гауссовых пиков в единицах заряда  $e$ ; заряд измерен с помощью кремниевой матрицы) для различных типов ядер и для различных бинов энерговыделения в калориметре  $E_d$ .

$\log_{10} E_d$	C	O	Ne	Mg	Si
1.7–2.0	0.328	0.342	0.369	0.410	0.460
2.0–2.3	0.321	0.345	0.370	0.379	0.437
2.3–2.6	0.340	0.347	0.329	0.410	0.463
2.6–2.9	0.310	0.338	0.326	0.329	0.407
Mean	0.330	0.344	0.356	0.396	0.454

Таблица 8.2: Симулированные ширины зарядовых линий, измеренных с помощью кремниевой матрицы (стандартные отклонения гауссовых пиков в единицах заряда  $e$ ) для разных ядер и разных бинов энерговыделения  $E_d$ .

$E$	C	O	Ne	Mg	Si
120 GeV	0.275	0.284	0.298	0.290	0.319
1.2 TeV	0.265	0.284	0.295	0.313	0.323
12 TeV	0.264	0.284	0.290	0.320	0.321

Таблица 8.3: Дополнительное уширение зарядовых линий, связанное с дельта-электронами, для кремниевой матрицы.

C	O	Ne	Mg	Si
0.192	0.195	0.200	0.249	0.320

### 8.1.4 Ширина и форма зарядовых линий тяжелых ядер

Линии зарядового спектра в области тяжелых ядер перекрываются, поэтому для измерения энергетических спектров тяжелых ядер, как и для ядер протонов и гелия (глава 7), должна быть решена задача выделения «чистых» интенсивностей линий отдельных ядер. Для этого, в первую очередь, должна быть получена адекватная информация о форме и ширинах зарядовых линий при разных энергиях.

Разложение зарядового спектра на гауссовые пики дает экспериментальные значения ширин зарядовых линий (в терминах стандартных отклонений). Полученные значения для различных ядер и для разных бинов энерговыделений  $E_d$  показаны в табл. 8.1. Симулированные значения ширин линий показаны в табл. 8.2. Видно, что как экспериментальные, так и симулированные ширины зарядовых линий не показывают выраженной зависимости от энергии частицы.

Так как выраженной зависимости ширины линий от энергии частиц нет, то для ми-

нимизации статистической ошибки мы предполагали, что ширина линий не зависит от энергии, и использовали средние значения ширин, вычисленные для четырех нижних бинов энерговыделения (табл. 8.1), в качестве экспериментальных значений ширин линий. Та же самая идея использовалась и для зарядов, измеренных кремниевой матрицей вместе с верхним слоем сцинтилляторов.

Зарядовые линии имеют сложную форму, характеризующуюся широкими крыльями, создающими фоны под несколькими соседними зарядовыми линиями с каждой стороны от линии основного ядра. Форма этих крыльев может быть получена симуляцией отклика спектрометра на определенный заряд. Симуляция формы зарядовых линий проводилась с использованием Монте-Карло модели спектрометра на основе системы FLUKA. Для ускорения набора статистики был установлен довольно высокий порог на рождение вторичных дельта-электронов (их рождение учитывалось интегральным энерговыделением этих частиц). Это не мешает корректно описать широкие крылья зарядовых линий, так как последние связаны с фрагментацией ядер и с альбедными частицами, но дает немногого заниженную ширину основной зарядовой линии, как видно из табл. 8.2 (в отличие от более полной симуляции системой GEANT-4, как описано в разделе 3.4). Поэтому для получения правильной формы линий этот недостаток симуляции должен быть скорректирован.

Сравнивая экспериментальные ширины линий (табл. 8.1) с симулированными ширинами (табл. 8.2), можно оценить дополнительную эффективную ширину линии, соответствующей неучтенному влиянию дельта-электронов:

$$\sigma_{del} = \sqrt{\sigma_{exp}^2 - \sigma_{simul}^2}.$$

Дополнительные ширины линий, полученные этим способом, приведены в табл. 8.3. Для получения исправленных полных профилей зарядовых линий, при Монте-Карло генерации зарядовых откликов в результат искусственно вносится гауссов шум со стандартным отклонением, основанным на данных табл. 8.3. На рис. 8.4 в качестве примера показана форма зарядового пика для первичного ядра кислорода, полученная с использованием симуляции описанным выше способом. Обращают на себя внимание широкие крылья, связанные с фрагментацией ядра и альбедными частицами.

### 8.1.5 Проблема взаимных фонов и решение обратной задачи для перекрытия зарядовых линий

Для каждого первичного ядра с зарядом  $q$  зарядовый отклик прибора может быть описан набором коэффициентов  $K_4^q, K_5^q, \dots, K_{14}^q$ , где  $K_4^q$  означает вероятность обнаружить сигнал от  $q$  в зарядовом ящике ядра  $Z = 4$  и т. д. Разумеется, коэффициент  $K_q^q$  сильно доминирует в множестве  $K_4^q, \dots, K_{14}^q$ . Иными словами, матрица  $\|K_{q'}^q\|$  является диагонально-доминированной. Пусть  $F_q$  есть чистая интенсивность зарядовой линии ядра  $q$ , т.е. полное число событий этого ядра, приходящееся на некоторый бин энерговыделения. Тогда, для каждого  $E_d$ -бина номер  $s$  экспериментальный поток  $I_q^1$  после вычитания фона протонов и гелия, а также фона ядер группы железа  $Z \geq 15$  (как было описано выше; здесь и ниже мы не будем писать индекс энергетического бина  $s$ , чтобы не загромождать формулы) может быть записан как

Уравнение (8.2) является квадратной линейной системой относительно неизвестных  $F_4, F_5, \dots, F_{14}$  с диагонально-доминированной матрицей и может быть решено обычными методами, причем решение устойчиво относительно малых флуктуаций  $I_q^1$  при не слишком низкой статистике для интегралов  $I_q^1$  (задача является корректно поставленной). Коэффициенты системы  $K_{q'}^q$  вычисляются с использованием форм линий (как на рис. 8.4) с использованием подходящих процедур интерполяции/экстраполяции по  $E_d$ , а значения  $I_q^1$  уже известны из предыдущих шагов обработки. Стандартные отклонения для найденных величин  $F_q$  считаются методом Монте-Карло с учетом статистических ошибок экспериментальных интенсивностей  $I_q^1$  и коэффициентов  $K_{q'}^q$ , которые сами имеют статистическую погрешность, будучи вычислены с использованием метода Монте-Карло.

### 8.1.6 Переход от спектра энерговыделений к абсолютным спектрам на входе в прибор

Следующим шагом в обработке данных является переход от спектров потоков частиц как функции энерговыделения в калориметре  $E_d$  (результат последнего шага в разделе 8.1.5) к спектрам в терминах первичной энергии (на частицу). Для каждого ядра эта процедура включает сначала вычисление ожидаемой первичной энергии для каждой границы каждой области  $E_d$  (см. раздел 8.1.1). Для выполнения этого вычисления используется техника дифференциальных сдвигов, описанная в разделе 6.6, стр. 198.

Затем полученные в разделе 8.1.5 абсолютные интегралы  $F_q$  нормируются на ширины энергетических бинов первичной энергии, которые были получены с помощью методики дифференциальных сдвигов, на геометрический фактор, и на живое время спектрометра. Это дает абсолютные потоки для каждого ядра на входе в прибор.

### 8.1.7 Переход к абсолютным потокам ядер на входе в атмосферу

Так как для физики интерес представляют спектры ядер на границе атмосферы, то последним шагом обработки данных должна быть коррекция спектров на взаимодействие ядер в атмосфере. Взаимодействие ядер в атмосфере может быть описано как фрагментация ядер без изменения энергии на нуклон. Тогда взаимодействие для каждой первичной энергии и для каждого первичного ядра  $q$  может быть описано набором коэффициентов  $L_{q'}^q, q' \leq q$ , которые показывают вероятность на входе прибора найти ядро  $q'$  с той же энергией на нуклон, что и у первичного ядра  $q$ . Коэффициенты  $L_{q'}^q$  были вычислены симуляцией прохождения ядер через атмосферу с помощью системы FLUKA, как это описано в диссертации К.Е. Батькова [41]. Пусть  $\psi_q$  есть поток ядер типа  $q$  при некоторой определенной энергии, выраженный в терминах энергии на нуклон, на входе в прибор ATIC (эти значения легко могут быть получены из полученных потоков в терминах энергии на частицу). Пусть далее  $\varphi_q$  – величина потока для того же ядра на входе в атмосферу, при той же самой энергии на нуклон. Тогда можно записать

$$\begin{aligned} \psi_4 &= L_4^4 \varphi_4 + \dots + L_4^{14} \varphi_{14} + \varepsilon_4 \\ &\dots \\ \psi_{14} &= L_{14}^{14} \varphi_{14} + \varepsilon_{14}, \end{aligned} \tag{8.3}$$

где  $\varepsilon_4, \dots, \varepsilon_{14}$  есть небольшие добавки к потокам, связанные с фрагментацией ядер тяжелее кремния ( $q = 14$ ). Если  $\varepsilon_q$  известны, то система (8.3) представляет собой квадратную линейную систему с треугольной и диагонально-доминированной матрицей  $L_{q'}^q$ , которая может быть прямо решена относительно искомых величин  $\varphi_q$ , начиная с последнего уравнения. Так как поправки  $\varepsilon_q$  малы, то их оценка не требует высокой точности, поэтому они вычислялись исходя из предварительной оценки содержания ядер группы железа в космических лучах на основе данных [305]. Такая оценка  $\varepsilon_q$  замыкает задачу, и потоки ядер  $Z = 4 \div 14$  на входе в атмосферу были найдены решением системы (8.3). Полученные спектры ядер в терминах энергии на нуклон легко могут быть пересчитаны к энергии на частицу. В оценку статистических ошибок  $\varphi_q$  включены статистические неопределенности коэффициентов  $L_{q'}^q$ , которые считались методом Монте-Карло. Все приводимые ниже ошибки имеют смысл стандартных отклонений.

## 8.2 Результаты для обильных четных ядер

Вместе с результатами для обильных четных ядер C, O, Ne, Mg, Si, которые принадлежат диапазону зарядов  $Z = 4 \div 14$ , к которому относится описанная выше методика, ниже приводятся результаты для ядра железа. Методика получения спектра железа много проще, чем описанная выше методика для ядер  $Z = 4 \div 14$ , так как пик железа располагается вдали от всех других интенсивных линий зарядового спектра, поэтому не может быть существенно искажен примесью соседних ядер. Здесь методика сводится к введению подвижного зарядового ящика, как описано в разделе 8.1.1, а при коррекции фрагментации в остаточной атмосфере достаточно использовать один только старший коэффициент  $L_{26}^{26}$ . В качестве зарядового ящика использовался диапазон от 25.0 до 27.0 зарядовых единиц (при  $E_d = 100$  ГэВ, с коррекцией по формуле (8.1) при больших энергиях). Для железа приводятся только результаты, полученные с использованием кремниевой матрицы в качестве детектора заряда, так как использование сцинтилляторов для железа не приводит к улучшению зарядового разрешения из-за сильной нелинейности сцинтилляторов, которая очень быстро растет с ростом заряда первичного ядра.

Результаты для всех обильных четных ядер вместе с результатами предыдущих экспериментов HEAO-3-C2 [6] и CRN [265, 5, 269] показаны на рис. 8.5. Соответствующие численные данные приведены в таблицах 8.4 и 8.5. Можно видеть, что результаты для метода определения заряда только по кремниевой матрице и по среднему значению кремниевой матрицы и сцинтилляторов очень близки друг другу. Это дает перекрестную проверку методов и подкрепляет надежность результата. Небольшие различия результатов дают масштаб неучтенных систематических ошибок, и видно, что такие ошибки малы.

Данные, полученные с использованием только кремниевой матрицы для определения заряда и с полной статистикой (табл. 8.4, рис. 8.5 – верхняя панель) следует рассматривать как основной результат для спектров обильных четных ядер. Результаты, полученные для кремниевой матрицы вместе с сцинтилляторами в качестве детектора заряда (неполная статистика, более высокое зарядовое разрешение, табл. 8.5, рис. 8.5 – нижняя панель) можно рассматривать как дополнительное подтверждение результатов основного метода.

Таблица 8.4: Спектры тяжелых обильных ядер для зарядов, полученных с использованием только кремниевой матрицы. Все энергии в ГэВ, потоки в  $\text{м}^{-2}\text{стэр}^{-1}\text{сек}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$ .

$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Flux	Error
Углерод, $Z = 6$				
175	328	231	4.84e-04	9.80e-06
328	629	437	9.57e-05	2.29e-06
629	1.25e+03	849	1.61e-05	6.09e-07
1.25e+03	2.56e+03	1.7e+03	2.84e-06	1.68e-07
2.56e+03	5.28e+03	3.5e+03	4.15e-07	4.53e-08
5.28e+03	1.09e+04	7.23e+03	5.67e-08	1.16e-08
1.09e+04	2.22e+04	1.48e+04	1.23e-08	3.47e-09
2.22e+04	4.5e+04	3.02e+04	3.89e-09	1.40e-09
Кислород, $Z = 8$				
183	338	241	7.06e-04	9.45e-06
338	641	448	1.46e-04	2.59e-06
641	1.26e+03	862	2.64e-05	7.11e-07
1.26e+03	2.55e+03	1.71e+03	4.64e-06	2.00e-07
2.55e+03	5.26e+03	3.49e+03	5.79e-07	5.13e-08
5.26e+03	1.09e+04	7.21e+03	9.94e-08	1.42e-08
1.09e+04	2.24e+04	1.49e+04	1.85e-08	4.17e-09
2.24e+04	4.55e+04	3.05e+04	1.86e-09	1.01e-09
Неон, $Z = 10$				
191	355	252	1.36e-04	4.67e-06
355	662	468	3.24e-05	1.31e-06
662	1.27e+03	882	6.46e-06	3.90e-07
1.27e+03	2.53e+03	1.72e+03	1.13e-06	1.18e-07
2.53e+03	5.18e+03	3.46e+03	2.37e-07	3.61e-08
5.18e+03	1.07e+04	7.1e+03	1.58e-08	7.48e-09
1.07e+04	2.21e+04	1.47e+04	3.88e-09	2.51e-09
Магний, $Z = 12$				
198	364	260	2.17e-04	5.44e-06
364	673	478	5.38e-05	1.71e-06
673	1.28e+03	895	1.08e-05	5.16e-07
1.28e+03	2.54e+03	1.73e+03	1.93e-06	1.50e-07
2.54e+03	5.16e+03	3.46e+03	1.70e-07	3.31e-08
5.16e+03	1.06e+04	7.07e+03	4.14e-08	1.08e-08
1.06e+04	2.2e+04	1.46e+04	3.96e-09	2.43e-09
Кремний, $Z = 14$				
203	368	264	2.24e-04	5.12e-06
368	685	485	5.71e-05	1.73e-06
685	1.31e+03	913	1.16e-05	5.54e-07
1.31e+03	2.58e+03	1.77e+03	2.08e-06	1.64e-07
2.58e+03	5.23e+03	3.51e+03	3.05e-07	4.22e-08
5.23e+03	1.08e+04	7.17e+03	5.20e-08	1.24e-08
1.08e+04	2.22e+04	1.48e+04	8.88e-09	3.50e-09

$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Flux	Error
Железо, $Z = 26$				
223	353	281	0.000185	3.61e-06
353	560	445	8.91e-05	1.99e-06
560	888	705	3.75e-05	1.03e-06
888	1.41e+03	1.12e+03	1.37e-05	4.93e-07
1.41e+03	2.23e+03	1.77e+03	4.54e-06	2.25e-07
2.23e+03	3.53e+03	2.81e+03	1.34e-06	9.73e-08
3.53e+03	5.6e+03	4.45e+03	3.86e-07	4.14e-08
5.6e+03	8.88e+03	7.05e+03	1.06e-07	1.73e-08
8.88e+03	2.23e+04	1.41e+04	1.3e-08	2.98e-09
2.23e+04	5.6e+04	3.53e+04	1.36e-09	6.08e-10

Таблица 8.5: Спектры тяжелых обильных ядер для зарядов, полученных с использованием только кремниевой матрицы вместе с верхним слоем сцинтилляторов. Все энергии в ГэВ, потоки в  $\text{м}^{-2}\text{стер}^{-1}\text{сек}^{-1}$ .

$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Flux	Error
Углерод, $Z = 6$				
170	331	228	4.98e-04	6.70e-06
331	632	440	1.05e-04	2.24e-06
632	1.25e+03	853	1.74e-05	5.93e-07
1.25e+03	2.57e+03	1.71e+03	3.02e-06	1.84e-07
2.57e+03	5.32e+03	3.53e+03	4.44e-07	4.92e-08
5.32e+03	1.09e+04	7.27e+03	5.50e-08	1.20e-08
1.09e+04	2.21e+04	1.48e+04	1.38e-08	4.35e-09
2.21e+04	4.47e+04	3e+04	4.81e-09	1.81e-09
Кислород, $Z = 8$				
182	332	238	7.14e-04	8.41e-06
332	645	445	1.48e-04	2.55e-06
645	1.27e+03	870	2.68e-05	7.98e-07
1.27e+03	2.55e+03	1.73e+03	4.86e-06	2.47e-07
2.55e+03	5.16e+03	3.47e+03	6.44e-07	6.42e-08
5.16e+03	1.1e+04	7.14e+03	1.09e-07	1.70e-08
1.1e+04	2.23e+04	1.49e+04	2.21e-08	5.48e-09
2.23e+04	4.55e+04	3.05e+04	3.16e-09	1.49e-09
Неон, $Z = 10$				
191	339	247	1.35e-04	4.18e-06
339	661	455	2.97e-05	1.32e-06
661	1.27e+03	881	6.27e-06	4.26e-07
1.27e+03	2.48e+03	1.7e+03	9.60e-07	1.20e-07
2.48e+03	5.32e+03	3.44e+03	1.96e-07	3.55e-08
5.32e+03	1.09e+04	7.26e+03	1.59e-08	7.41e-09
1.09e+04	2.2e+04	1.48e+04	8.49e-09	3.88e-09
Магний, $Z = 12$				
199	359	259	1.88e-04	4.70e-06
359	677	475	4.53e-05	1.70e-06

$E_{low}$	$E_{high}$	$E_{graph}$	Flux	Error
677	1.28e+03	898	9.42e-06	5.40e-07
1.28e+03	2.53e+03	1.73e+03	1.79e-06	1.69e-07
2.53e+03	5.3e+03	3.48e+03	1.57e-07	3.49e-08
5.3e+03	1.08e+04	7.22e+03	5.29e-08	1.41e-08
1.08e+04	2.14e+04	1.45e+04	4.31e-09	3.27e-09
Кремний, $Z = 14$				
206	371	268	1.62e-04	4.80e-06
371	665	481	4.42e-05	1.86e-06
665	1.32e+03	897	8.56e-06	5.61e-07
1.32e+03	2.59e+03	1.77e+03	1.49e-06	1.70e-07
2.59e+03	5.19e+03	3.51e+03	2.81e-07	5.10e-08
5.19e+03	1.08e+04	7.14e+03	4.22e-08	1.34e-08
1.08e+04	2.23e+04	1.48e+04	7.52e-09	4.21e-09

В порядке обсуждения полученных результатов можно отметить, прежде всего, хорошее согласие результатов ATIC и данных предыдущих экспериментов в областях пересечения энергетических диапазонов. Неожиданной особенностью поведения данных ATIC является резкое уложение спектра углерода при энергиях выше приблизительно 7 ТэВ, что соответствует примерно 600 ГэВ на нуклон. Намек на похожее уложение показывает также спектр кислорода, но для других ядер не хватает статистики.

При построении спектров рис. 8.5 к статистике предъявлялись довольно жесткие требования, чтобы получить методически надежные решения. Однако ценой более высокой методической надежности был обрыв полученных спектров при более низких энергиях. При получении предварительных результатов для спектров тяжелых ядер использовались более простые (но менее точные) методики, чем методика, описанная в настоящей главе. Такие методики не требовали для своей реализации жестких требований к статистике. Так, например, в нашей статье [28] использовались неподвижные зарядовые ящики постоянной ширины 1.0 для всех обильных четных ядер (кроме железа, для которого использовался зарядовый ящик 25.0–27.0), не решалась задача перекрытия линий и вычитания фонов протонов и гелия, но спектры удалось получить для более высоких энергий. Полученные в этих статьях спектры показаны на рис. 8.6. На этом рисунке видно, что уложение при высоких энергиях заметно для ядер углерода, кислорода, неона и кремния. Спектры магния и железа также дают некоторое указание на уложение. Для каждого из ядер этот эффект имеет не очень высокую статистическую значимость, но все вместе они дают вполне определенное указание на существование эффекта. Этот вывод с полной определенностью и был сделан в статье [28].

Помимо спектров отдельных ядер, по упрощенной методике, описанной выше, были получены также спектры групп ядер. Преимущество упрощенной методики в данном

случае в состоит в том, что позволяет получить для спектров лучшую статистику, но при этом погрешности, связанные с менее точным учетом формы и положения зарядовых линий, для широких групп ядер малы. Полученные таким способом спектры групп ядер показаны на рис. 8.7. Наиболее примечательной деталью спектров является положение вблизи энергии  $\sim 10$  ТэВ, которое особенно хорошо видно на спектре всех ядер  $Z > 3$ , где эффект статистически значим.

Ниже, в главе 9, эффект у положения спектров ядер исследован с использованием методики, отличной от всех методик, описанных в настоящей главе диссертации. В главе 9 строится суммарный спектр ядер в терминах энергии на нуклон сразу для широкого диапазона зарядов (см. рис. 9.2, стр. 273). Он также демонстрирует отчетливое уложение при энергиях выше приблизительно 500 ГэВ/нукл, что подтверждает результаты настоящей главы. Дальнейшее обсуждение этого эффекта дано в упомянутой главе 9.

Излом (уполножение) в спектре тяжелых ядер трудно понять в рамках «стандартной модели» ускорения космических лучей (см. раздел 1.2, стр. 23: стандартный универсальный степенной спектр в источнике для всех ядер плюс однородные модели распространения). Этот эффект, однако, может быть понят в рамках моделей нескольких различных источников, например, в модели трех источников Зацепина и Сокольской [304] (см. Fig.2 из этой работы). Возможность связи наблюдаемого излома с эффектами распространения космических лучей рассматривается в разделе 9.5 следующей главы.

### 8.3 Относительные интенсивности потоков ядер B-C-N-O

Как уже отмечалось (см. стр. 22), отношения потоков вторичных ядер к первичным особенно удобны для исследования моделей распространения космических лучей в Галактике. Среди таких вторичных ядер следует отметить ядро бора (практически полностью вторичного происхождения), азота (вклад вторичной компоненты велик) и ядра из диапазона от серы ( $Z = 16$ ) до марганца ( $Z = 25$ ). Ядром от серы до марганца в настоящей диссертации посвящена специальная глава 9, здесь будут приведены результаты для отношений B/C и N/O.

Та же методика, что была описана для получения спектров отдельных ядер из диапазона  $Z = 4 \div 14$ , была применена и для определения отношения потоков B/C, N/O, C/O. Единственной специальной особенностью методики было то, что для решения этой задачи заряды определялись только с одновременным использованием кремниевой матрицы

Таблица 8.6: Отношения B/C, N/O, C/O как функции первичной энергии (ГэВ/нукл.). Число в скобках дает неопределенность (стандартные отклонения) в последних показанных значащих цифрах.

$E$	B/C	N/O	C/O
19.9	0.180(11)	0.219(10)	1.020(26)
38.3	0.169(15)	0.199(13)	1.087(43)
74.3	0.119(29)	0.184(24)	0.933(60)
149	0.156(53)	0.172(39)	0.934(105)
307	0.064(63)	0.144(68)	1.022(227)
633	0.185(158)	0.172(193)	1.198(604)

и верхнего слоя сцинтилляторов, причем при очень жестком условии на близость зарядов, измеренную обоими типами детекторов:  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.25$ . Необходимость такого жесткого условия объясняется тем, что одна только кремниевая матрица или комбинированная методика определения заряда при более мягком отборе событий оставляют слишком большие фоны под слабыми линиями бора и азота, отчего измерение интенсивностей этих линий становится слишком ненадежным. Использованное жесткое условие на отбор событий оставляет только четверть полной статистики, но обеспечивает приемлемые для решения задачи фоны под линиями бора и азота. Сравнение зарядового спектра, определенного только кремниевой матрицей и с использованием комбинированной методики при жестком условии  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.25$  показано на рис. 8.8. Достигнутое разрешение в области группы CNO составляет около  $0.2e$ .

Полученные результаты для отношений B/C, N/O, C/O показаны в табл. 8.6. На рис. 8.9 результаты ATIC показаны вместе с результатами эксперимента НЕАО-3-C2 [6] и предсказаниями некоторых теоретических моделей. Можно видеть, что результаты ATIC для B/C и N/O лежат несколько выше данных НЕАО-3-C2. Теоретические кривые на рис. 8.9 представляют собой вычисления, выполненные в рамках leaky-box приближения.

Необходимо пояснить, как использовалась модель leaky-box. Как уже объяснялось в гл. 1 (стр. 21), при всех заданных источниках и сечениях взаимодействия система уравнений leaky-box модели позволяет однозначно предсказать все наблюдаемые потоки частиц и любые их отношения. Однако в действительности не вся информация хорошо известна (особенно в отношении источников), поэтому при реальном исследовании задачи приходится вводить различные упрощения. Ограничимся рассмотрением только группы четырех ядер B-C-N-O, при этом будем обильные ядра C и O считать чисто первичными, ядро бора – чисто вторичным, ядро азота – имеющим смешанную природу. Будем для удоб-

ства вместо длин пробега и парциальных длин пробега различной природы использовать обратные им величины, которые будут обозначаться буквой  $\kappa$  с различными уместными индексами. Тогда система уравнений leaky-box модели (1.4) может быть записана в виде:

$$\begin{aligned} (\kappa_{esc}^B(\varepsilon) + \kappa_B) N_B(\varepsilon) - \kappa_{B,C} N_C(\varepsilon) - \kappa_{B,N} N_N(\varepsilon) - \kappa_{B,O} N_O(\varepsilon) &= 0 \\ (\kappa_{esc}^C(\varepsilon) + \kappa_C) N_C(\varepsilon) &= \frac{1}{\rho v(\varepsilon)} Q_C(\varepsilon) \\ (\kappa_{esc}^N(\varepsilon) + \kappa_N) N_N(\varepsilon) - \kappa_{N,O} N_O(\varepsilon) &= \frac{1}{\rho v(\varepsilon)} Q_N(\varepsilon) \\ (\kappa_{esc}^O(\varepsilon) + \kappa_O) N_O(\varepsilon) &= \frac{1}{\rho v(\varepsilon)} Q_O(\varepsilon) \end{aligned} \quad (8.4)$$

Из второго и четвертого уравнения немедленно получается отношение потоков C/O:

$$\frac{N_C(\varepsilon)}{N_O(\varepsilon)} = \frac{Q_C}{Q_O} \frac{\kappa_{esc}^O(\varepsilon) + \kappa_O}{\kappa_{esc}^C(\varepsilon) + \kappa_C} \quad (8.5)$$

В формуле (8.5) предполагается, что спектры углерода и кислорода в источнике в терминах энергии на нуклон имеют одинаковую форму, поэтому в отношении  $Q_C/Q_O$  можно опустить зависимость от энергии. Однако, это отношение неизвестно, и должно рассматриваться как свободный параметр. Этот свободный параметр был фитирован по данным эксперимента HEAO-3-C2 как  $Q_C/Q_O = 0.946$ .

Из третьего и четвертого уравнений системы (8.4) легко находим отношение N/O:

$$\frac{N_N(\varepsilon)}{N_O(\varepsilon)} = \frac{1}{\kappa_{esc}^N(\varepsilon) + \kappa_N} \left[ \kappa_O \frac{\sigma_{N,O}}{\sigma_O} + \frac{Q_N}{Q_O} (\kappa_{esc}^O(\varepsilon) + \kappa_O) \right] \quad (8.6)$$

Здесь снова появляется отношение потоков в источнике,  $Q_N/Q_O$ , играющее роль свободного параметра. Этот параметр был фитирован по данным HEAO-3-C2 для N/O как  $Q_N/Q_O = 0.048$ .

Отношение B/C получается из первого уравнения системы (8.4), и его удобно записать в виде:

$$\frac{N_N(\varepsilon)}{N_O(\varepsilon)} = \frac{1}{\kappa_{esc}^B(\varepsilon) + \kappa_B} \left( \kappa_C \frac{\sigma_{B,C}}{\sigma_C} + \kappa_N \frac{\sigma_{B,N}}{\sigma_N} \frac{N_N(\varepsilon)}{N_C(\varepsilon)} + \kappa_O \frac{\sigma_{B,O}}{\sigma_O} \frac{N_O(\varepsilon)}{N_C(\varepsilon)} \right). \quad (8.7)$$

В последнем выражении член  $N_O(\varepsilon)/N_C(\varepsilon)$  уже известен из уравнения (8.5). Фактор  $N_N(\varepsilon)/N_C(\varepsilon)$  удобно переписать в виде:

$$\frac{N_N(\varepsilon)}{N_C(\varepsilon)} = \frac{N_N(\varepsilon)}{N_O(\varepsilon)} \times \frac{N_O(\varepsilon)}{N_C(\varepsilon)}, \quad (8.8)$$

тогда первый сомножитель в (8.8) известен из уравнения (8.6), а второй сомножитель – из уравнения (8.5). Таким образом, все отношения B/C, N/O, C/O получены. При проведении вычислений использовались экспериментальные значения полных и парциальных сечений рассеяния ядер на водороде и гелии межзвездного газа из статьи [253].

Задача решалась для различных аппроксимаций зависимости длины утечки ядер из Галактики от магнитной жесткости. На рис.8.9 пунктирная линия основана на длине утечки, аппроксимирующей данные эксперимента НЕАО-3-С2 [6]  $\lambda_{\text{esc}} = 34.1\beta R^{-0.60}$  г см<sup>-2</sup> ( $R$  есть магнитная жесткость), а сплошная линия получена для длины утечки, аппроксимирующей данные диффузионного расчета для модели магнитной турбулентности колмогоровского типа и доускорения при распространении [63]:  $\lambda_{\text{esc}} = 4.2(R/R_0)^{-1/3} [1 + (R/R_0)^{-2/3}]$  г см<sup>-2</sup>, где  $R_0 = 5.5$  ГВ. В то время, как экспериментальные данные в основном подтверждают общую тенденцию к уменьшению отношений В/С и N/O с энергией, представленную в обоих моделях, они не позволяют различить две модели из-за недостаточной статистической точности эксперимента.

## 8.4 Спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса

Как уже отмечалось в главе 1, далеко не каждый прямой эксперимент позволяет построить спектр энергий всех частиц, так как во многих случаях не все типы частиц доступны для спектрометра. Но эксперимент ATIC позволяет это сделать, так как может измерять спектры всех ядер от протонов до железа (и даже несколько выше, см. раздел 9.4.2). Вклад от более тяжелых ядер в спектр всех частиц пренебрежимо мал.

Метод реконструкции первичного спектра из спектра энерговыделений путем решения обратной задачи методом тихоновской регуляризации, который использовался для построения спектров протонов и гелия, потенциально позволяет выявить тонкие детали поведения спектра, но обладает тем недостатком, что требует хорошей статистики для устойчивой работы, что приводит к ограничениям по энергии сверху. Для того, чтобы измерить спектр всех частиц до возможно более высоких энергий, для реконструкции первичных спектров всех ядер, включая протоны и гелий, использовался метод дифференциальных сдвигов. Получение спектра всех частиц – это существенно более простая задача, чем получение спектра отдельных ядер, так как не требуется точно следить за перемещением зарядовых линий с энергией, решать задачу перекрытия линий и т.д. В остальных отношениях методика получения спектра всех частиц такая же, как методика получения спектра отдельных ядер. Единственная тонкость заключается в том, что матрица отклика калориметра была рассчитана не для всех ядер, а только для обильных ядер p, He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe. Для того, чтобы иметь возможность реконструировать первичную энергию частицы по энерговыделению для каждого ядра, вся зарядовая об-

Таблица 8.7: Спектр всех частиц и средний логарифм атомного веса  $\langle \ln A \rangle$ . Ошибки в последних значащих цифрах (в смысле стандартного отклонения) приведены в скобках

$E/\text{частицу (ГэВ)}$	Поток частиц $\text{м}^{-2}\text{стер}^{-1}\text{сек}^{-1}\text{ГэВ}^{-1}$	$\langle \ln A \rangle$
200	$1.65(0.00)10^{-2}$	$1.35(0.00)$
316	$5.06(0.02)10^{-3}$	$1.55(0.01)$
501	$1.55(0.01)10^{-3}$	$1.66(0.01)$
794	$4.60(0.04)10^{-4}$	$1.72(0.02)$
$1.26 \cdot 10^3$	$1.40(0.02)10^{-4}$	$1.75(0.02)$
$2.00 \cdot 10^3$	$4.26(0.07)10^{-5}$	$1.81(0.04)$
$3.16 \cdot 10^3$	$1.29(0.03)10^{-5}$	$1.74(0.05)$
$5.01 \cdot 10^3$	$3.84(0.13)10^{-6}$	$1.69(0.07)$
$7.94 \cdot 10^3$	$1.22(0.06)10^{-6}$	$1.60(0.10)$
$1.26 \cdot 10^4$	$4.02(0.26)10^{-7}$	$1.68(0.14)$
$2.00 \cdot 10^4$	$1.11(0.11)10^{-7}$	$1.90(0.22)$
$3.16 \cdot 10^4$	$3.78(0.50)10^{-8}$	$1.83(0.29)$
$6.31 \cdot 10^4$	$4.72(0.86)10^{-9}$	$2.26(0.51)$
$1.58 \cdot 10^5$	$4.93(1.75)10^{-10}$	$1.59(0.78)$

ласть была разбита на интервалы, каждый из которых в центре содержал ядро, для которого матрица отклика была известна. Для каждого такого интервала для расчета коэффициента перехода от энерговыделения к первичной энергии использовалась матрица отклика, соответствующая центральному ядру. Вместе со спектром всех частиц была получена также зависимость среднего логарифма атомного веса частиц от энергии.

Численные результаты для спектра всех частиц и для энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса приведены в табл. 8.7. Спектр всех частиц, измеренный экспериментом ATIC, вместе с результатами некоторых других экспериментов, показан на рис. 8.10. Средний логарифм атомного веса эксперимента ATIC и некоторых других экспериментов показан на рис. 8.11. Видно, что спектр всех частиц гладким и непротиворечивым образом переходят в данные экспериментов наземных установок ШАЛ. Зависимость среднего логарифма атомного веса от энергии показывает сложную структуру волнообразного вида: имеет место максимум вблизи 2 ТэВ, имеющий высокую статистическую значимость, и минимум вблизи 8 ТэВ, который определяется со значимостью в 1.7 стандартных отклонений. Происхождение этой структуры пока точно неизвестно, но можно отметить, что она качественно описывается в трехкомпонентной модели Зацепина и Сокольской [304] (см. Fig. 5 из этой работы). В простой «стандартной модели», где в источнике все ядра имеют одинаковые степенные спектры жесткости, подобную волнообразную структуру получить невозможно.

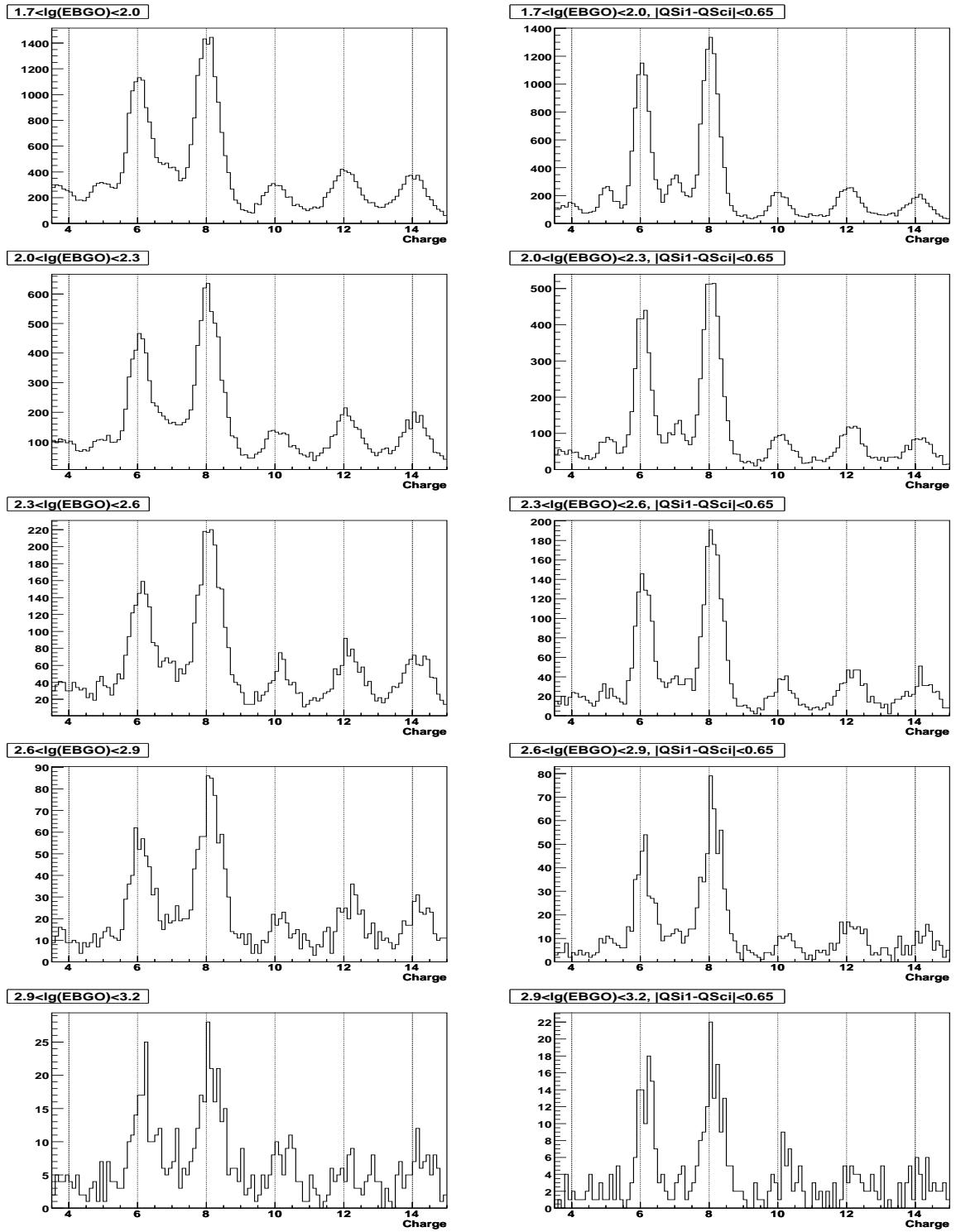


Рис. 8.1: Зарядовые спектры для различных диапазонов энерговыделения. Левая колонка – заряд, измеренный кремниевой матрицей; правая колонка – заряд, измеренный как среднее значение кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов с дополнительным условием  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.65$ .

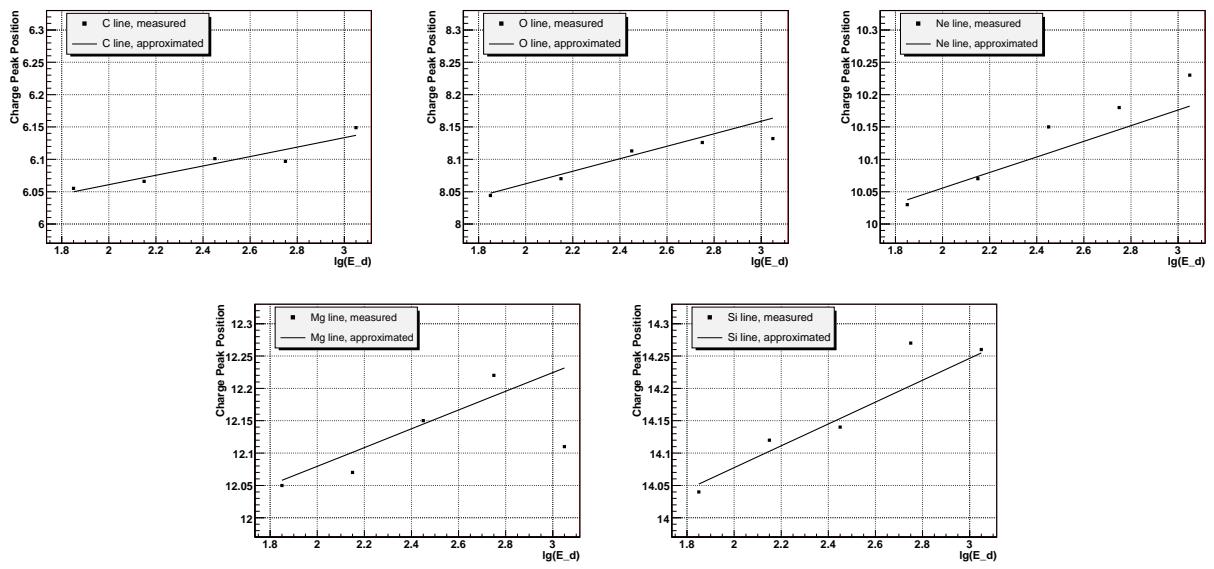


Рис. 8.2: Положение зарядовых линий для различных ядер в зависимости от энерговыделения для заряда, измеренного кремниевой матрицей. Точки представляют экспериментальные значения (результат аппроксимации спектра гауссовыми линиями), сплошные прямые – аппроксимация точек функцией (8.1).

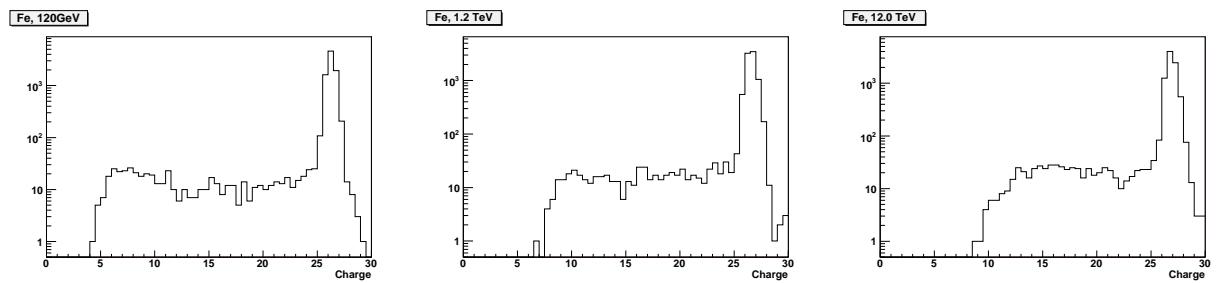
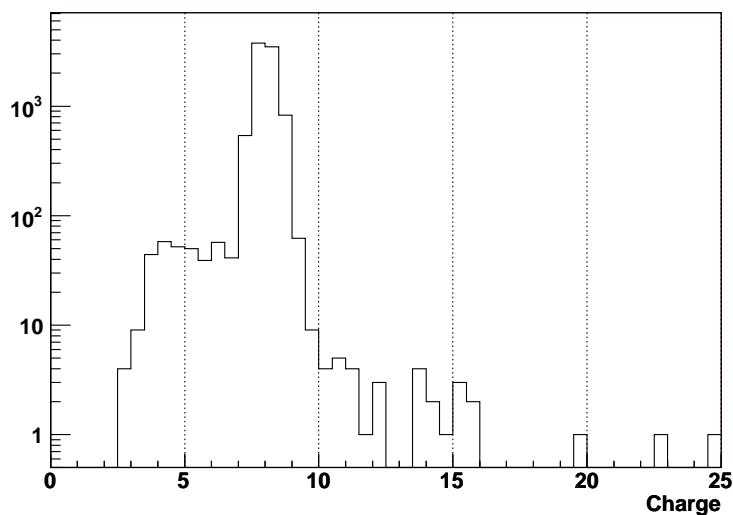
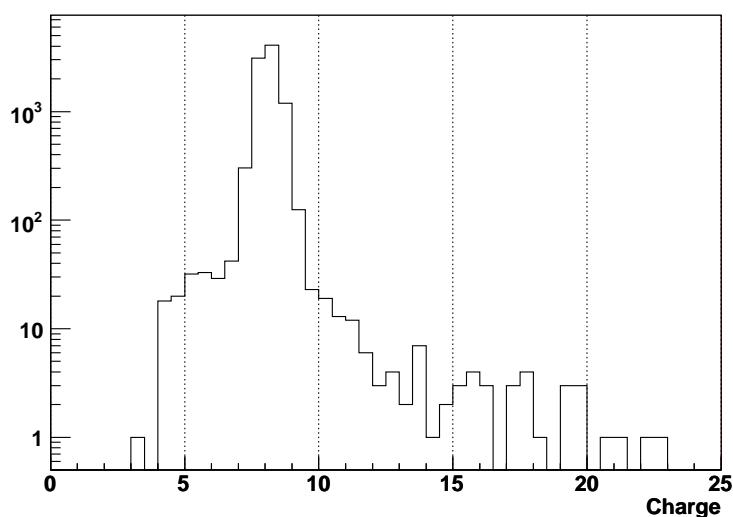


Рис. 8.3: Симулированная зарядовая линия железа для различных начальных энергий и для измерений заряда с использованием только кремниевой матрицы. Виден эффект фрагментации (низкоэнергетические хвосты линий).

**Oxygen, 120 GeV**



**Oxygen, 1.2 TeV**



**Oxygen, 12.0 TeV**

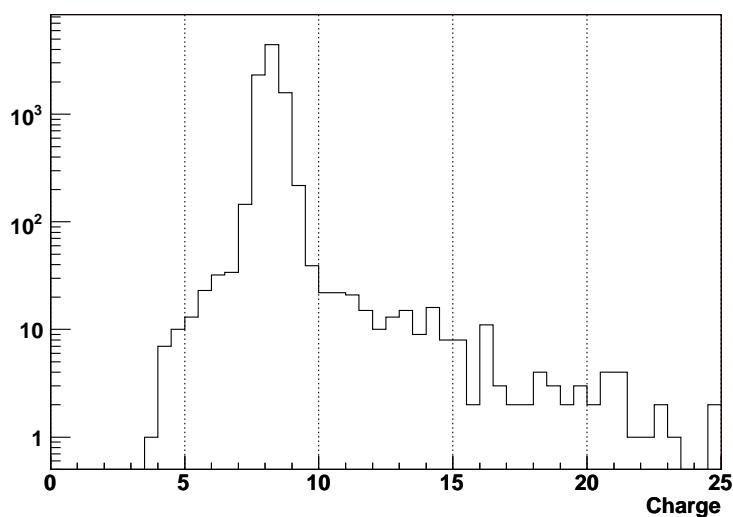


Рис. 8.4: Симулированный зарядовый пик первичного ядра кислорода для различных начальных энергий, при измерении заряда кремниевой матрицей. Видны широкие крылья, которые могут симулировать появление других ядер, и видна основная зарядовая линия.

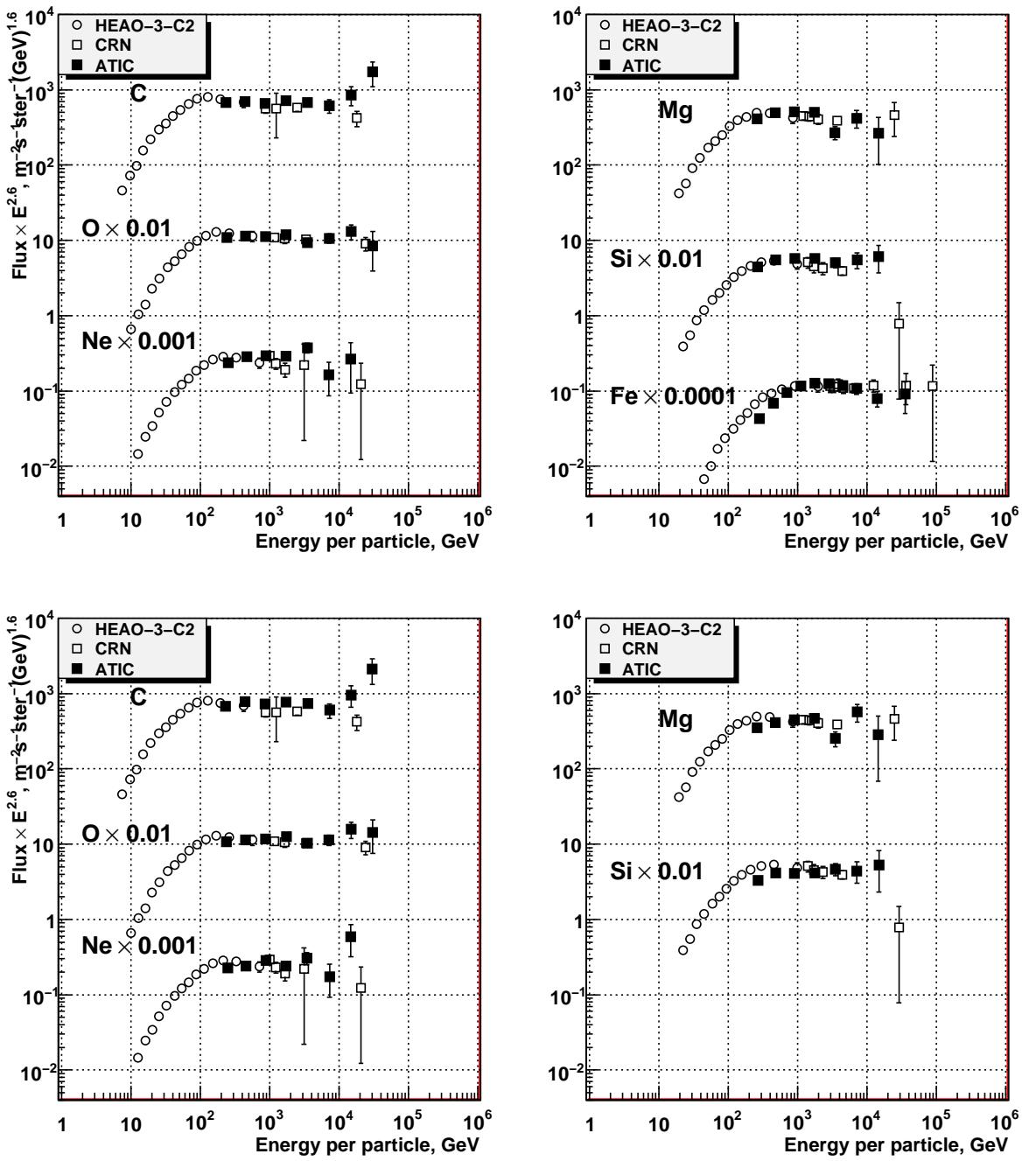


Рис. 8.5: Верхняя панель: спектры тяжелых обильных ядер, полученные при полной статистике с измерением зарядов только по кремниевой матрице. Нижняя панель: спектры, полученные с 60% статистики и с измерением зарядов как средних значений кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов при дополнительном условии  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.65$ . Вместе с данными ATIC показаны результаты HEAO-3-C2 [6], CRN [269].

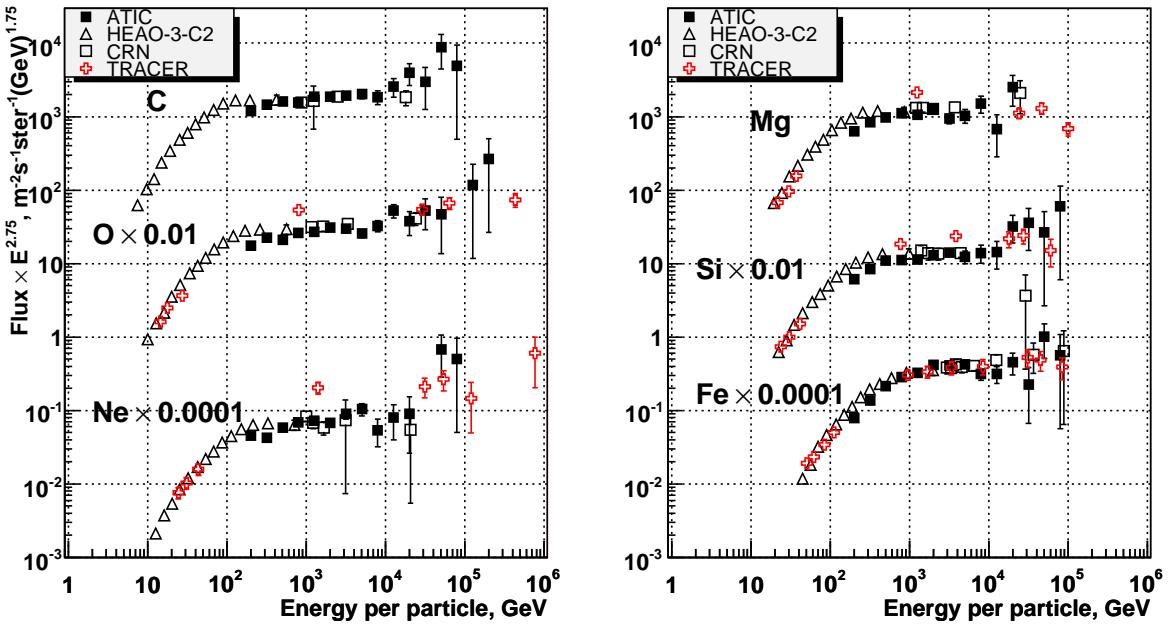


Рис. 8.6: Предварительные спектры тяжелых обильных ядер по статьям [28]. Вместе с данными ATIC показаны результаты HEAO-3-C2 [6], CRN [269], и предварительные результаты спектрометра TRACER 2005 г. [306, 307] (более поздние результаты TRACER обсуждаются в главах 9 и 10).

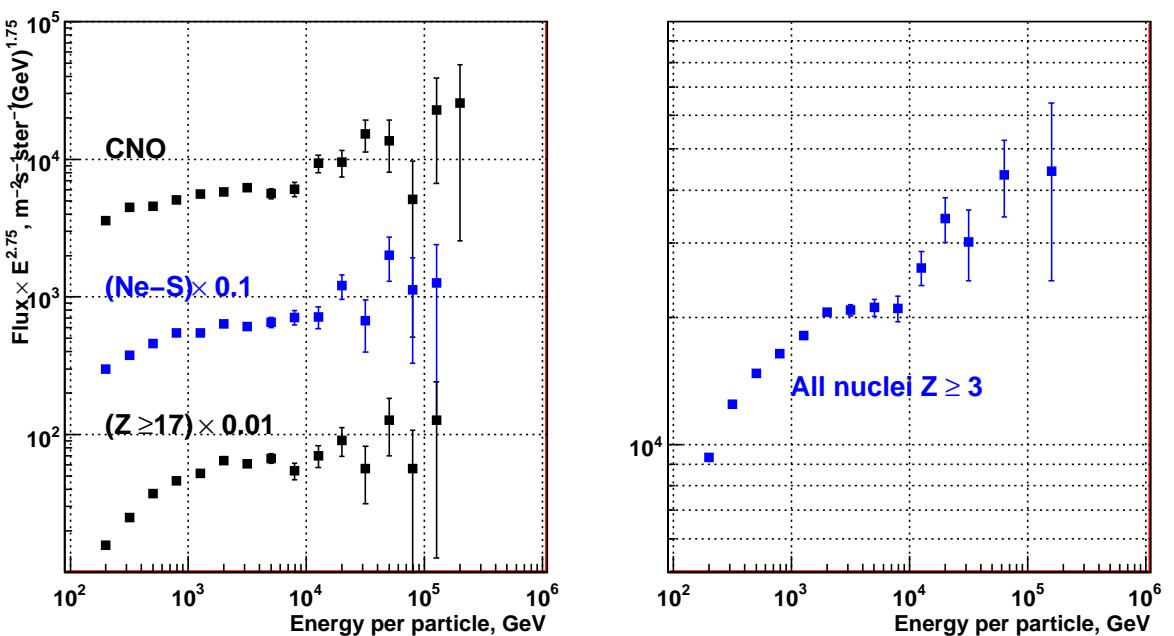


Рис. 8.7: Спектры групп ядер эксперимента ATIC (энергия на частицу), полученные по упрощенной методике.

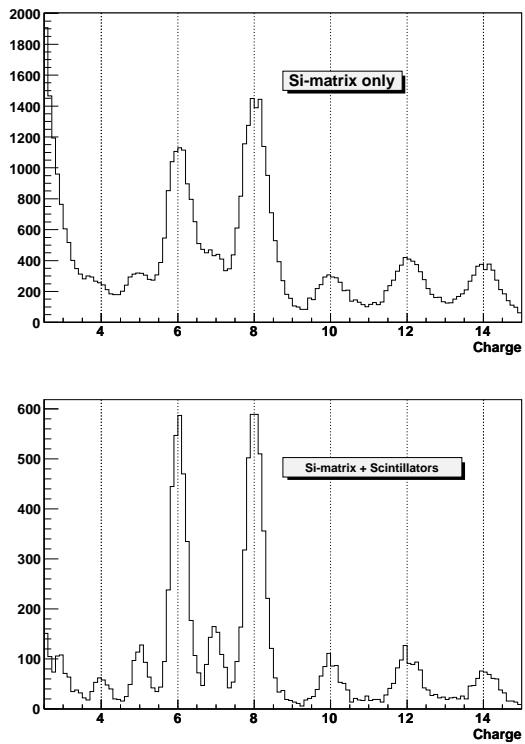


Рис. 8.8: Зарядовый спектр, полученный с использованием только кремниевой матрицы и путем усреднения заряда кремниевой матрицы и верхнего слоя сцинтилляторов с дополнительным условием  $|Q_{Si} - Q_{Sci}| < 0.25$  для области энерговыделений калориметра 50–100 ГэВ (первичные энергии частиц приблизительно 150–300 ГэВ).

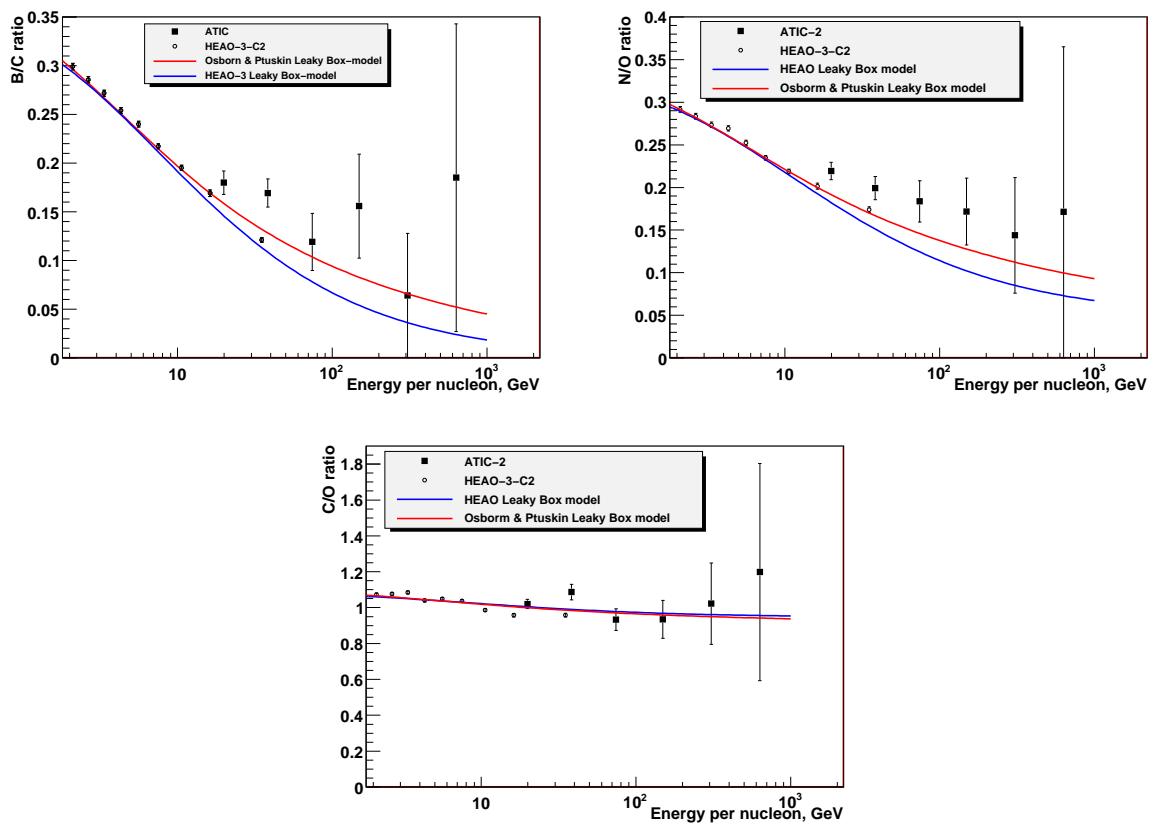


Рис. 8.9: Отношения B/C, N/O и C/O эксперимента ATIC, эксперимента HEAO-3-C2 и двух вариантов leaky-box модели.

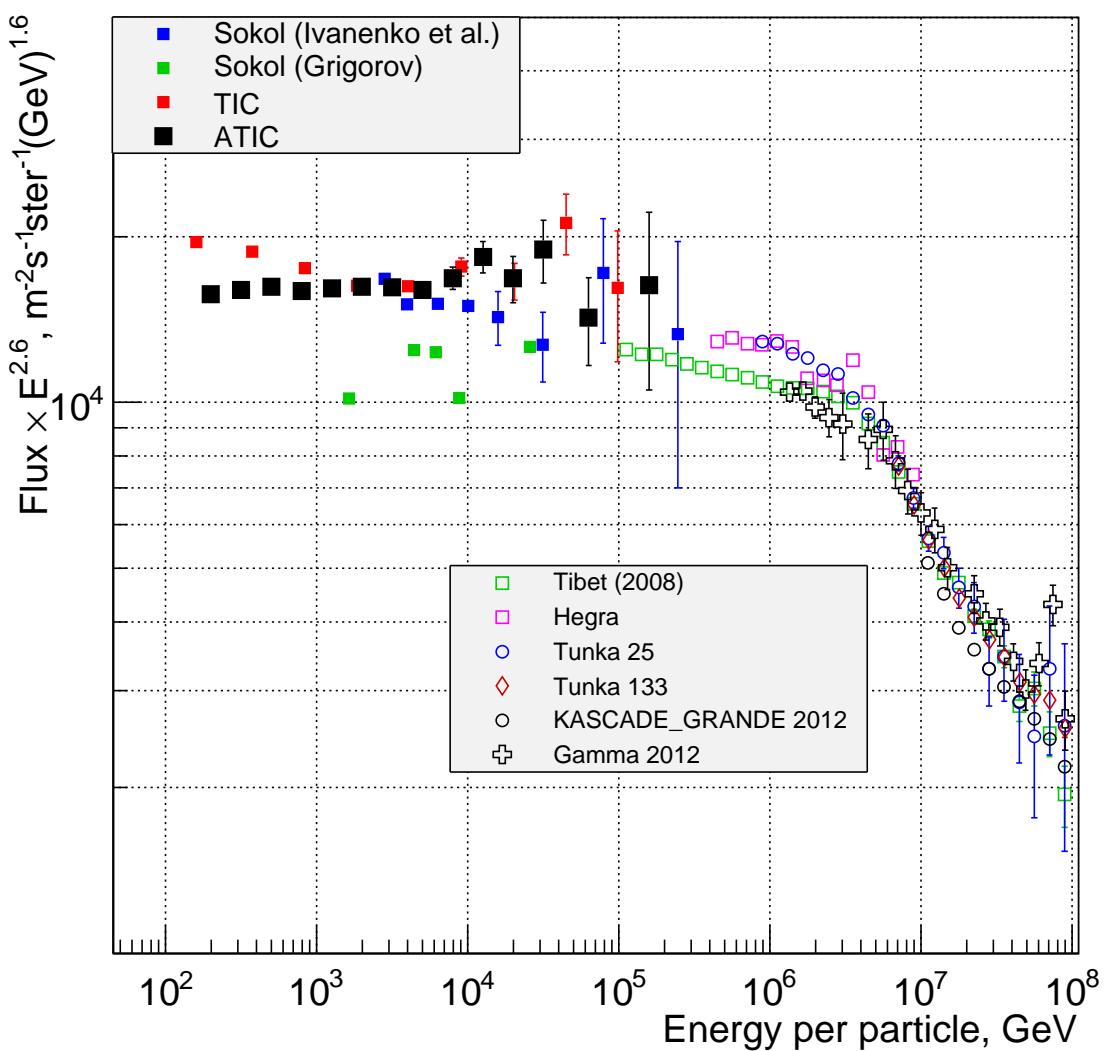


Рис. 8.10: Спектр всех частиц, измеренный экспериментом ATIC, вместе с результатами некоторых других прямых экспериментов и экспериментов ШАЛ. Прямые эксперименты: Sokol (Ivanenko et al.) [169]; Sokol (Grigorov) [156]; TIC [276]. Эксперименты ШАЛ: Tibet (2008) [103]; Hegra [99]; Tunka 25 [108]; Tunka 133 [308]; KASKADE GRANDE 2012 [309]; Gamma 2012 [310].

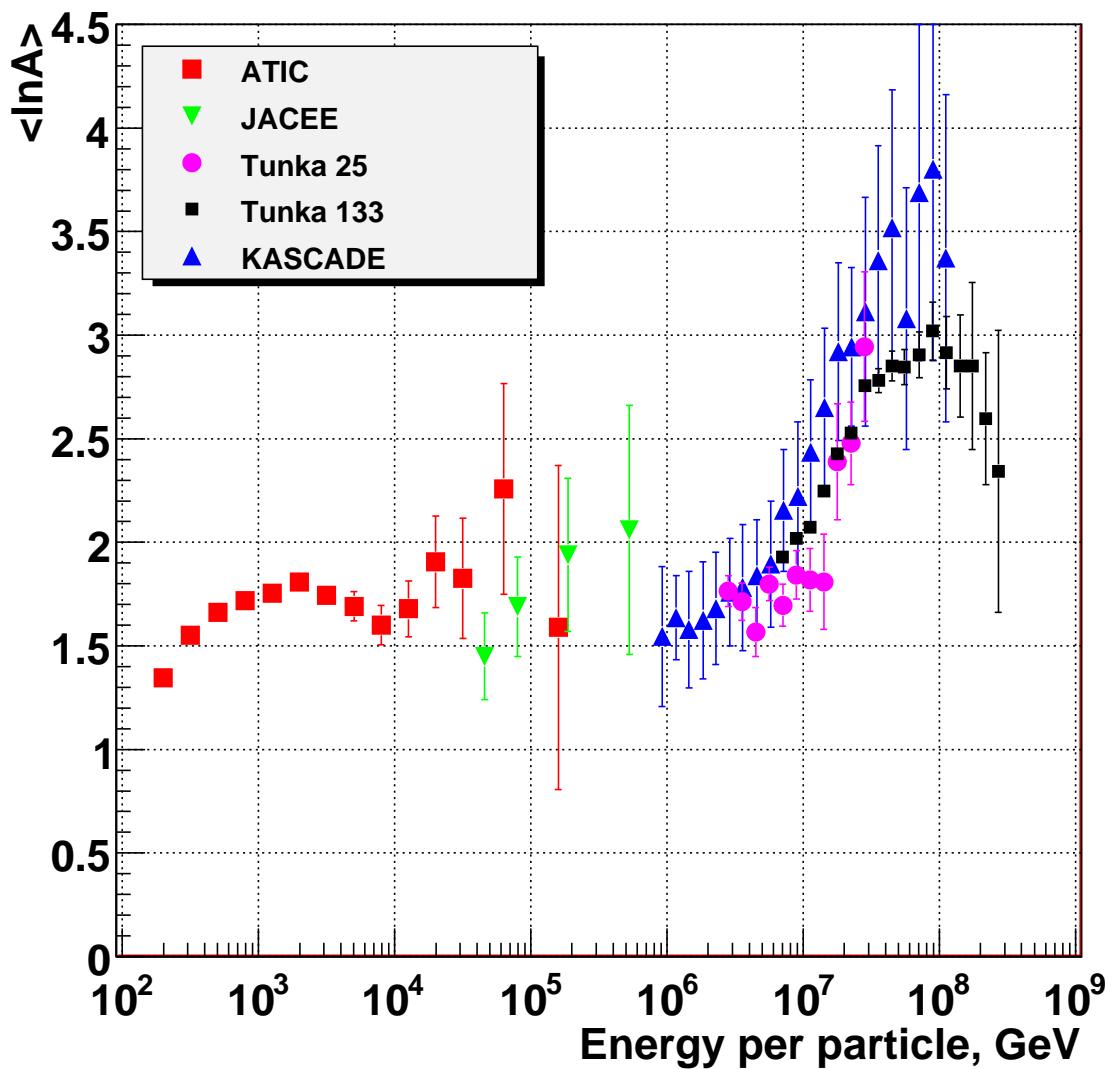


Рис. 8.11: Зависимость среднего логарифма атомного веса от энергии, измеренная экспериментом ATIC, вместе с результатами некоторых других экспериментов: JACEE [193]; Tunka 25 – [109]; Tunka 133 – [311]; KASCADE [104].

# Глава 9

## Отношение потоков ядер от серы до марганца к потоку железа в эксперименте ATIC-2

### 9.1 Введение

Как отмечалось в Гл. 1, раздел 1.5.2 (стр. 66), эксперимент НЕАО-3-С3 показал неожиданный резкий подъем в отношениях потоков Ar/Fe и Ca/Fe при энергиях выше приблизительно 150 ГэВ/нукл (статьи [261, 262, 7] опубликованные в 1985, 1987 и 1989 гг. соответственно). Это явление не получило в опубликованных статьях ясной интерпретации, и одним из возможных объяснений оставались методические эффекты. Существование этого эффекта может и должно быть проверено в эксперименте ATIC.

Независимо от упомянутых результатов НЕАО-3-С3 [261, 262, 7], в эксперименте ATIC, в работе [35], было начато изучение отношения потоков ядер области субжелеза к железу. В этой работе измерялось отношение потоков Ti/Fe, так как для этого случая проще всего получить чистый результат для отношения потоков. Результаты приведены на рис. 9.1. Как видно, измеренное отношение потоков тоже демонстрирует неожиданный рост при энергиях выше 100 ГэВ/нукл. Однако статистическая надежность этого результата невысока, и в этом смысле его трудно рассматривать как подтверждение результатов НЕАО-3-С3. Надо также учитывать, что результат НЕАО-3-С3 относится к ядрам Ar и Ca, в потоке которых доля первичных ядер высока, в то время как предполагается, что ядра Ti являются преимущественно вторичными. То, что признаки роста отношения потоков, обнаруженные в эксперименте ATIC, относятся к титану, который является преимущественно вторичным ядром, указывает на возможную связь эффек-

та именно с вторичными ядрами. Схожесть явлений, обнаруженных НЕАО-3-С3 и ATIC, наводит на мысль об их общей природе, и указывает на то, что эффект надо изучить тщательнее. Отметим, что в статье [35] из-за низкой статистической надежности результата рост отношения Ti/Fe тоже (как и в эксперименте НЕАО-3-С3) не был интерпретирован как реальный физический эффект.

Помимо этих результатов, имеется большое число слабо статистически обеспеченных данных, которые указывают на то, что потоки вторичных ядер при высоких энергиях неожиданно высоки. На аномально высокое отношение Sc+Ti+V/Fe при энергиях 400–3000 ГэВ/нукл указывают данные эмульсионных экспериментов Sanriku [274] и RUNJOB [203] (см. рис. 1.15, стр. 93). На аномально высокое отношение Li+Be+B/C+N+O при энергиях 2000–7000 ГэВ/нукл указывают результаты эмульсионных экспериментов JACEE [193] и RUNJOB [201, 203] (см. рис. 1.16, стр. 94). В эксперименте TRACER-LDB2 получена аномально высокая величина отношения B/C при энергии 2000 ГэВ/нукл [312, 313] (результат плохо статистически обеспечен).

Таким образом, имеется целый ряд причин, почему следует тщательно изучить в эксперименте ATIC отношение потоков ядер с зарядом от  $Z = 16$  (серебро) до  $Z = 25$  (марганец), среди которых доля вторичных потоков довольно высока, к потоку железа. Ниже в этой главе диапазон  $16 \leq Z \leq 24$  будем называть группой  $H^-$ , что приблизительно соответствует определению группы  $H$ , введенной в книге Гинзбурга и Сыроватского [46, стр. 137], за исключением того, что в определение  $H^-$  не включены марганец, железо и все более тяжелые ядра. Марганец не включен в исследуемый диапазон ядер, так как его слабая зарядовая линия в спектрометре ATIC сильно перекрывается левым крылом линии железа, и в измеряемом потоке марганца примесь железа была бы недопустимо большой.

Материалы настоящей главы диссертации основаны на статьях [38, 39, 40] и докладе на 33-й Международной конференции по космическим лучам [314].

## 9.2 Методика

При реализации такой программы в эксперименте ATIC возникают две главные трудности. Первая заключается в низкой статистике при высоких энергиях для ядер группы  $H^-$ , как это видно из рис. 9.1 для отношения потоков Ti/Fe. Второй проблемой является недостаточно высокое зарядовое разрешение спектрометра ATIC в группе  $H^-$ , что не дает возможности надежно разделять потоки соседних ядер. Предлагаемый здесь метод

решает обе упомянутые проблемы, но ценой является до некоторой степени качественный характер результатов.

Так как излом в отношениях Ar/Fe и Ca/Fe при высоких энергиях в эксперименте НЕАО-3-СЗ и в отношении Ti/Fe в эксперименте ATIC наблюдается для весьма различных зарядов группы  $H^-$ , то разумно предположить, что этот эффект является общим для всей группы  $H^-$  и изучать эффект, аккумулированный по всей группе или по большинством частям этой группы. Этим способом можно улучшить статистику в измеренном спектре и, в то же время, решить проблему низкого зарядового разрешения в группе  $H^-$ . Если изучать спектр в терминах энергии на нуклон для широких областей заряда, то ошибки, связанные с низким зарядовым разрешением, будут связаны только с границами области зарядов и будут относительно невелики.

Для реализации этой идеи мы будем считать экспериментально определяемый заряд  $Z$  непрерывной переменной, и будем изучать спектры ядер в терминах энергии на нуклон, соответствующие различным областям изменения  $Z$ . В свою очередь, атомный вес  $A$  будет рассматриваться как непрерывная (кусочно-линейная) функция  $Z$ , которая получается линейной интерполяцией реальной связи  $A(Z)$  для дискретных значений  $Z = 6, 7, 8 \dots$  (в этой главе не рассматриваются ядра легче углерода). Для определения заряда ядер мы используем в этой методике обычную технику, основанную на использовании кремниевой матрицы, включая коррекцию релятивистского роста ионизационной способности заряженных частиц, как описано в Гл. 8. Сцинтилляционный гаммоскоп для улучшения зарядового разрешения здесь не используется, так как зарядовое разрешение не играет существенной роли в методике. Для восстановления первичного энергетического спектра на входе в спектрометр по спектру энерговыделений используется метод дифференциальных сдвигов, как описано в Гл. 6. Для реконструкции спектров на входе в атмосферу по спектрам на входе в спектрометр коррекция на фрагментацию ядер в остаточной атмосфере проводилась по более простой методике, чем описанная в главе 8, стр. 232. Использованная методика развита в диссертации К.Е. Батькова [41]. В этой упрощенной методике вместо решения линейной системы (8.3) поправки к потокам ядер на глубине спектрометра вычисляются исходя из относительных интенсивностей потоков ядер вне атмосферы, измеренных в эксперименте НЕАО-3-СЗ [6]. Этот метод дает коэффициенты коррекции на потоки ядер, не зависящие от энергии, которые составляют 0.897, 0.843, 0.901, 0.840, 0.798, 0.715 для ядер C, O, Ne, Mg, Si и Fe соответственно. Для других ядер коэффициенты коррекции получаются интерполяцией по заряду. Упрощенный метод менее точен, но обладает тем преимуществом, что устойчиво работает

при любой статистике, а одной из главных задач при получении спектра группы ядер является достижение как можно более высоких энергий, где статистика невысока.

Для проверки метода мы в первую очередь получили суммарный спектр всех ядер от углерода до железа в терминах энергии на нуклон. Практически, это спектр, полученный описанным выше методом для области зарядов  $5.5 < Z < 27$ . Результат показан на рис. 9.2. Полученный спектр имеет ожидаемый вид<sup>1</sup>. На нем, в частности, ясно видно уложение при высоких энергиях, которое наблюдалось раньше в спектрах отдельных ядер и ядерных групп в эксперименте ATIC [315, 31, 34] (см. рис. 8.7, стр. 246).

Данные, представленные на рис. 9.2, позволяют оценить статистическую значимость наличия излома в спектре. Для этого мы аппроксимируем точки с энергиями от 50 до 250 ГэВ на нуклон, которые очень хорошо ложатся на одну степенную зависимость, одной степенной кривой (спектральный индекс 2.61), домножаем спектр на  $E^{2.61}$  для получения горизонтального участка между энергиями 50 и 250 ГэВ на нуклон, и затем аппроксимируем весь полученный нормированный спектр от энергии 50 ГэВ/нукл до конца как функцию от логарифма энергии зависимостью

$$y(x) = A + Be^{\lambda(x-x_0)}, \quad (9.1)$$

где  $x = \lg(E)$ ,  $x_0$  – логарифм энергии максимального энергетического бина. Фитируемые параметрами являются  $A, B, \lambda$ . Результат аппроксимации показан на рис. 9.2, правый график. Затем методом Монте-Карло, с использованием пуассоновой статистики, с полученным фиксированным значением  $\lambda = 3.20$  и фитированием параметров  $A, B$ , определено, с какой вероятностью для амплитуды экспоненты  $B$  получается положительное значение – это и есть оценка статистической значимости наличия изгиба кривой вверх. Результат: 97.4%. Надежность меньше трех стандартных отклонений, но, тем не менее, определенное указание на существование эффекта есть. Для проверки устойчивости по отношению к использованному значению  $\lambda$  та же работа была выполнена для значений  $\lambda + 1$  и  $\lambda - 1$ , что дало 97.2% и 96.1% соответственно, т.е. результат достаточно устойчив.

Второй тест методики заключался в воспроизведении результатов для отношения Ti/Fe статьи [35]. В данной главе отношение Ti/Fe получалось как отношение двух спектров для областей зарядов  $21.5 < Z < 22.5$  (Ti) и  $25.0 < Z < 27.0$  (Fe). Здесь и далее мы предполагаем, что вклад ядер  $Z = 25$  и  $Z = 27$  мал по сравнению с вкладом железа в области зарядов  $25.0 < Z < 27.0$  и считаем спектр для этой области зарядов просто спектром железа. Результат сравнения показан на рис. 9.3. Видно, что результаты

---

<sup>1</sup>Интенсивности спектральных точек для энергий ниже 20 ГэВ/нукл на рис. 9.2 могут быть занижены из-за влияния энергетического порога прибора.

для отношения Ti/Fe, полученные с использованной методикой, аналогичны результатам, полученным ранее в статье [35], но новые отношения лежат немного выше. Имеется две хорошо понятные причины этого отличия. Во-первых, метод реконструкции энергии частиц, использованный в статье [35], был основан на простом масштабировании энерговыделения вместо более точного метода дифференциальных сдвигов, который использовался в настоящей методике. Второй источник различия связан с некоторым улучшением коррекции релятивистского сдвига ионизационной способности частиц при определении заряда по сравнению с работой [35], которое коснулось прежде всего ядер железа (мы опускаем технические детали). С этими оговорками результаты новой методики достаточно хорошо воспроизводят данные работы [35]. Таким образом, метод проходит оба теста и выглядит вполне работоспособным.

## 9.3 Результаты

### 9.3.1 Излом в отношениях группы $H^-$ к железу

Отношение спектра для зарядовой области  $H^-$  (которая, фактически, соответствует диапазону отбора найденных зарядов  $15.5 < Z < 24.5$ ) к спектру железа, полученное описанным выше методом в эксперименте ATIC-2, показано на рис. 9.4. Нет никаких сомнений, что излом в отношении потоков Ar и Ca к железу, обнаруженный в эксперименте НЕАО-3-С3 [261, 262, 7] (рис. 1.14), качественно подтверждается экспериментом ATIC. На рис. 9.5 отдельно показаны отношения потоков  $(15.5 < Z < 20.5)/Fe$  и  $(20.5 < Z < 24.5)/Fe$ . Различие между областями  $(15.5 < Z < 20.5)$  и  $(20.5 < Z < 24.5)$  заключается в том, что для первого диапазона ожидается существенный вклад первичных ядер, но обычно предполагается, что вклад первичных ядер во второй диапазон невелик [305]. Тем не менее, излом в отношении потоков с переходом к растущему участку ясно виден для обеих областей заряда, хотя статистическая надежность результата на графиках рис. 9.5, конечно, ниже, чем для всего диапазона зарядов  $H^-$  (рис. 9.4). Следовательно излом в ходе отношения выглядит действительно общим свойством всей группы  $H^-$ . Рост интенсивности группы  $H^-$  по отношению к интенсивности пика железа с энергией виден также и «невооруженным взглядом» на зарядовых гистограммах, полученных для различных областей энергии (рис. 9.6).

### 9.3.2 Статистическая значимость результата

Мы хотим определить, какова статистическая значимость утверждения, что экспериментальные точки, приведенные на рис. 9.4, действительно образуют кривую с изломом, причем спад отношения сменяется его ростом, то есть производная меняет знак. Для решения, задачу надо формализовать. На глаз легко определяется, что излом имеет место вблизи энергии 50 ГэВ/нукл, так что первые пять точек кривой образуют падающую зависимость, а последние пять точек кривой – растущую. Будем проверять две гипотезы: 1) последние 5 точек на кривой рис. 9.4 образуют растущую зависимость, то есть, имеет место «излом вверх» (upturn); 2) наклон зависимости, образованной первыми 5 экспериментальными точками (с учетом знака) достоверно меньше, чем наклон зависимости, образованной последними 5 точками, то есть излом как таковой достоверно существует.

Постановка задачи пока недостаточно формальна и требует уточнения. Первое, что приходит в голову, это попытаться описать первую и вторую половину зависимости на рис. 9.4 отрезками прямых (аргументом является логарифм энергии), и исследовать статистику распределений наклонов этих прямых. Однако, в такой постановке задачу разумно сформулировать невозможно. Действительно, статистика распределения наклонов прямых должна определяться статистикой распределения амплитуд экспериментальных точек, но экспериментальные точки, как это ни странно, вовсе не имеют *никакого* статистического распределения. Получается это по следующей причине. Каждая точка графика получена как отношение двух случайных чисел, причем каждое из них представляет собой реализацию некоторого пуассоновского процесса (числителю и знаменателю соответствуют процессы с разными матожиданиями). При этом знаменатель этого отношения с конечной, и даже не очень маленькой, вероятностью получает значение нуль, в этом случае отношение в целом теряет смысл. Т.е. «величина» с конечной вероятностью вовсе исчезает. Разумное описание такой странной случайной «величины» построить довольно трудно, поэтому и фитированию участков зависимости на рис. 9.4 отрезками прямых нельзя придать никакого ясного смысла. Задача должна быть поставлена по-другому.

Будем рассматривать два участка исходных спектров энергии, отношением которых получены экспериментальные точки рис. 9.4, по отдельности. Будем аппроксимировать каждый из дифференциальных спектров, порождающих экспериментальные точки, степенными функциями вида  $AE^{-(\gamma+1)}$ . Тогда, если спектру числителя отвечает показатель  $\gamma_L$ , спектру знаменателя отвечает показатель  $\gamma_R$ , то условие  $0 < \gamma_R - \gamma_L$  и будет означать, что отношение спектров  $L$  и  $R$  является растущей функцией (имеет место upturn). Обозначения  $L$  и  $R$  здесь адресуют левый участок зарядового спектра (Left) и правый

участок (Right, который содержит пик железа). Это та статистическая гипотеза, которую можно проверить. Если  $\gamma_R^{(1)}$  и  $\gamma_L^{(1)}$  – показатели спектров для падающего участка кривой на рис. 9.4 (первые пять точек), то критерием существования излома спектра как такого в этом подходе будет строгое неравенство  $\gamma_R^{(1)} - \gamma_L^{(1)} < \gamma_R - \gamma_L$ , которое также может быть проверено. В этом формализме отношения степенных функций  $(A_L^{(1)}/A_R^{(1)})E^{\gamma_R^{(1)} - \gamma_L^{(1)}}$  и  $(A_L/A_R)E^{\gamma_R - \gamma_L}$  будут «аппроксимировать» соответствующие участки отношения на рис. 9.4, но эта аппроксимация не будет иметь точного математического смысла, например, в смысле максимального правдоподобия. Это не более чем наглядная иллюстрация. Уместно это назвать квазиаппроксимацией.

Задача аппроксимации экспериментальных точек степенными спектрами также должна быть рассмотрена в данном случае с особой аккуратностью. Так как статистика в отдельных энергетических бинах при наибольших энергиях в рассматриваемых спектрах невелика, и составляет всего лишь несколько событий на бин, то и аппроксимация статистических флюктуаций гауссовыми функциями является не вполне адекватной, поэтому метод наименьших квадратов для аппроксимации использовать нельзя. В данном случае надо использовать метод максимального правдоподобия для пуассоновской статистики в энергетических бинах напрямую. Если исходный дифференциальный спектр имел вид  $A E^{-(\gamma+1)}$ , то для спектра, записанного в логарифмически-эквидистантных энергетических бинах с геометрическими центрами  $E_i$ , ожидаемые значения для пуассоновских средних по бинам будут определяться формулой

$$S_i = B E_i^{-\gamma}, \quad (9.2)$$

где константа  $B$  может быть вычислена через амплитуду  $A$  исходного дифференциального спектра и центры бинов  $E_i$ . Точное выражение для  $B$  нам не потребуется. В предположении, что величины  $S_i$  являются матожиданиями пуассоновского процесса, нетрудно получить функцию правдоподобия для оценки параметров степенной функции (9.2):

$$F(B, \gamma) = \sum_i [B E_i^{-\gamma} - n_i \ln(B E_i^{-\gamma})], \quad (9.3)$$

где  $n_i$  – экспериментальное количество событий в энергетическом бине номер  $i$ . Минимизация функции  $F(B, \gamma)$  дает искомые оптимальные параметры  $B$  и  $\gamma$  для степенной аппроксимации. Оба искомых параметра входят в функцию  $F$  существенно нелинейно, поэтому для ее минимизации нужно использовать универсальные численные методы. В настоящей работе использовался метод сопряженных градиентов.

Статистическая значимость утверждений о существовании излома в отношениях спектров определяется следующим образом. Для исходных экспериментальных спектров про-

водится их аппроксимация степенными функциями, как было описано выше. Квазиаппроксимация отношения спектров отношениями степенных функций, как это было объяснено выше, показана на рис. 9.7. По полученным аппроксимациям определяются математические ожидания для пуассоновских процессов, соответствующих каждому энергетическому бину спектров, и с использованием этих средних методом Монте-Карло генерируется последовательность случайных спектров. Каждый набор спектров обрабатывается по той же методике, что и исходные экспериментальные спектры, и для них получаются соответствующие показатели степенных аппроксимаций. По этим результатам строится распределение для разности показателей  $\gamma_R - \gamma_L$ . Положительная величина разности подтверждает, что в отношении имеет место излом вверх, отрицательное значение противоречит этой гипотезе. Вероятность получения отрицательной величины разности является оценкой вероятности ошибки в утверждении, что излом вверх существует. На рис. 9.8 показано полученное распределение разности показателей  $\gamma_R - \gamma_L$  для ста тысяч симуляций спектров. На сто тысяч симуляций было получено 329 отрицательных значений разности, соответственно вероятность ошибки составила примерно 0.3%, а статистическая значимость положительного результата составляет 99.7%. Аналогичную оценку можно построить, конечно, и для любых поддиапазонов полного изученного диапазона зарядов тяжелых ядер 15.5–24.5. Для диапазонов зарядов 15.5–20.5 и 20.5–24.5, отношения к потоку железа для которых представлены на рис. 9.5, получаются статистические значимости 99.3% и 97.8%. Это меньше, чем для всего исследованного диапазона зарядов, но тоже не очень мало.

Если по той же симулированной статистике проверить выполнение соотношения  $\gamma_R^{(1)} - \gamma_L^{(1)} < \gamma_R - \gamma_L$ , то можно получить оценку значимости того, что излом в спектре вообще существует. Для всего зарядового диапазона 15.5–24.5 это дает 99.997% (всего 3 события на 100000 не соответствуют гипотезе), для 15.5–20.5 дает те же 99.997%, а для 20.5–24.5 дает 99.7%. Для всего зарядового диапазона и для всех исследованных поддиапазонов статистическая значимость гипотезы о существовании излома в отношении велика.

### 9.3.3 Изгиб в отношении спектров обильных четных ядер к спектру железа

На основании одного только наблюдения излома в отношении группы  $H^-$  к железу было бы преждевременно делать вывод о связи этого излома с необычным поведением именно группы  $H^-$ . Причина, ведь, может заключаться и в неожиданном укручении спектра

железа: уменьшение знаменателя может привести к росту всего отношения точно так же, как и рост числителя. На рис. 9.9 показаны отношения потоков обильных четных ядер или групп таких ядер к потоку железа. Видно, что здесь также имеется излом, или, скорее, изгиб в отношении интенсивностей с переходом от падающего участка к растущему, который очень напоминает излом, наблюдаемый в отношении потока группы  $H^-$  к железу. Следует отметить, что начальная падающая часть кривых в отношениях на рис. 9.9 не является неожиданностью. Именно таким является ожидаемое поведение отношения в том случае, если жесткостные спектры всех ядер в источнике одинаковы. Это подтверждается рис. 9.10, где сравниваются отношения O/Fe, измеренные в экспериментах ATIC и TRACER<sup>2</sup>, и предсказание простейшей модели leaky-box в предположении одинаковых спектров жесткости для кислорода и железа в источнике. Использована форма кривой  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$  для модели с доускорением [63]. Именно подъем отношения при энергиях выше 30 ГэВ/нукл является неожиданностью. Таким образом, излом в отношениях потоков заведомо не является исключительно атрибутом группы  $H^-$  или, тем более, только потоков вторичных ядер – осколков фрагментации железа. Отметим однако, что амплитуда эффекта в отношении  $H^-$ /железо (рис. 9.4 и рис. 9.5) выше, чем в отношении обильных четных ядер к железу, следовательно для амплитуды эффекта вторичная природа ядер все-таки имеет значение.

Следует отметить, что наличие изгиба в отношениях обильных ядер к ядру железа имеет высокую статистическую значимость. Кривые на рис. 9.9 хорошо описываются параболами (если в качестве аргумента рассматривать логарифм энергии), и этим фактом можно воспользоваться для определения статистической значимости наличия положительного изгиба. Хотя, строго говоря, точки на кривых рис. 9.9 не имеют хорошо определенного статистического распределения, будучи отношением двух случайных чисел, распределенных по Пуассону (как и в разделе 9.3.2), но большая часть точек кривых достаточно хорошо статистически обеспечена, поэтому для аппроксимации параболой можно воспользоваться обычным методом  $\chi^2$ . Такая оценка показывает, что для всех отношений, приведенных на рис. 9.9, коэффициент при квадратичном члене оказывается положительным со статистической надежностью три стандартных отклонения и выше. В частности, для отношения (C–Si)/Fe оценка дает значимость положительного прогиба 4.5 стандартных отклонения, что и следует считать основной оценкой статистической значимости, так как она учитывает сразу все ядра от углерода до кремния.

Так как изломы или изгибы в отношении потоков ядер к потоку железа имеют место

---

<sup>2</sup>Данные TRACER для O/Fe и других отношений обсуждаются в разделе 10.6, 306

для самых разных ядер или групп ядер, то, действительно, эти изломы можно было бы попытаться связать с некоторым специальным поведением спектра железа в данных эксперимента ATIC по сравнению со спектрами всех других ядер  $6 \leq Z \leq 25$  (или, по крайней мере, часть этого эффекта). Следовательно, эффект мог бы, в принципе, иметь методическую природу и объясняться ошибками в измерении спектра железа в эксперименте ATIC. Ниже мы детально исследуем эту возможность.

## 9.4 Является ли излом в отношении потоков артефактом данных эксперимента ATIC?

Имеются некоторые основания сомневаться в том, что спектр железа при наивысших достигнутых энергиях был измерен в эксперименте ATIC правильно. Действительно, уже известно, что триггер спектрометра при выходном напряжении на всех блоках питания сцинтилляционных гадоскопов  $>940$  В работал не вполне корректно. Ошибка чаще всего возникала в том случае, когда в систему спектрометра попадала частица одновременно с высоким зарядом и высокой энергией. Высокозарядные и высокоэнергетические события наиболее опасны для триггерной системы, и высокоэнергетические ядра железа (вместе с никелем) являются в этом смысле самым экстремальным случаем. Мы, однако, не обнаружили никаких признаков аномалий в режиме, когда один из блоков питания сцинтилляторов работал при напряжении 600 В (см. приложение А). В обработке данных, для получения физических результатов, мы используем только этот 600 В - период полета. Но для того, чтобы убедиться, что излом в отношениях потоков, измеренный спектрометром ATIC, не связан ни с какими систематическими ошибками и артефактами также и в этом 600 В - режиме, нужны дополнительные проверки. Ниже такие дополнительные доказательства будут представлены. Они подтверждают, что 1) в потоках ядер группы  $H^-$  имеется реальный излом, независимо от потока железа, измеренного именно прибором ATIC; 2) спектр железа, измеренный спектрометром ATIC, сам по себе не содержит явных ошибок. В разделе 10.6 главы 10 показано, что с ограниченной статистической и методической надежностью обнаруженный эффект изломов отношений потоков подтверждается также экспериментом TRACER.

### 9.4.1 Отношение потока ядер области $H^-$ к потоку обильных четных ядер C, O, Ne, Mg, Si

Отличие абсолютного спектра четных ядер и спектра железа ясно видно из прямого сравнения этих спектров (рис. 9.11). Предположим, что спектры обильных четных ядер C, O, Ne, Mg, Si измерены правильно, хотя спектр железа, быть может, – нет. Действительно, никаких признаков аномалий в поведении спектров обильных ядер C, O, Ne, Mg, Si нет<sup>3</sup>. Предположим, что отличие спектра железа от спектров других обильных ядер – артефакт эксперимента. Тогда можно было бы ожидать, что отношение потоков вторичных ядер группы  $H^-$  к потокам четных обильных ядер будет падающей функцией энергии, как предсказывает простая модель leaky-box. Более того, можно ожидать, что методический эффект, который ведет к порче спектра железа (демпфирование интенсивности при высоких энергиях), будет влиять на группу  $H^-$  сильнее, чем, например, на ядро кислорода. Следовательно падение отношения потоков ядер  $H^-$  к обильным четным ядрам может быть еще более выраженным, чем это можно было бы ожидать только на основании наивного предсказания модели leaky-box. Но, в действительности, эксперимент показывает, что это совсем не так. Отношение потоков группы  $H^-$  к потоку кислорода ( $7.5 < Z < 8.5$ ) показано на рис. 9.12. Ожидаемое уменьшение величины отношения с ростом энергии отсутствует. Вместо этого имеются признаки роста отношения потоков, хотя это заключение не имеет высокой статистической надежности. Следовательно сама по себе группа  $H^-$  определенно демонстрирует аномальный рост потока с энергией по отношению к обильным четным ядрам, а аномалии в отношении  $H^-$ /железо не могут рассматриваться исключительно как следствие ошибок в измерении спектра железа.

### 9.4.2 Отношение потоков ядер области супер-железа к потоку железа

Как мы видели выше (раздел 9.4.1), нет признаков того, что спектры ядер группы  $H^-$  искажены методическими эффектами: нет признаков недомера интенсивности при высоких энергиях. Если, тем не менее, спектр железа методическими эффектами искажен, то сила этого эффекта должна очень быстро нарастать с ростом заряда ядра. Следовательно спектры ядер группы супер-железа  $27 \leq Z \leq 30$  должны быть подвержены искажениям еще сильнее, чем спектр железа. Тогда следует ожидать, что отношение по-

<sup>3</sup>Спектры, измеренные ATIC, очень хорошо подтверждаются другими экспериментами, см. раздел 9.4.3.

токов супер-железо/железо будет падающей функцией энергии. Но реально это не так. Из рис. 9.13 видно, что отношение супер-железо/железо не показывает признаков падения и находится в качественном согласии с данными НЕАО-3-С2 в той области энергий, где сопоставление возможно. Это подтверждает отсутствие зарядо-зависимых систематических ошибок в области зарядов железа и супер-железа.

#### 9.4.3 Отношение спектра $H^-$ эксперимента ATIC к спектру железа других экспериментов

На рис. 9.14, 9.15, 9.16 сравниваются абсолютные спектры C, O, Ne, Mg, Si, Fe, измеренные в эксперименте ATIC-2 с результатами других экспериментов: НЕАО-3-С2 [6], CRN [5], TRACER (2003 и 2006) [316, 313], CREAM-II [317]. При энергиях выше 20 ГэВ/нукл результаты ATIC находятся в очень хорошем соответствии с результатами TRACER и в разумном соответствии с результатами CREAM. Результаты CREAM систематически отличаются от результатов TRACER и ATIC более крутыми спектрами в области энергий 20–200 ГэВ/нукл. Спектры НЕАО-3-С2 отличаются от результатов ATIC более высокими интенсивностями при энергиях менее приблизительно 20 ГэВ/нукл. В то время, как результаты различных экспериментов, вообще говоря, не находятся в точном соответствии друг с другом, какие-либо явные аномалии в спектрах всех обильных четных ядер именно эксперимента ATIC по сравнению с результатами других экспериментов отсутствуют. Из общего разумного согласия данных разных экспериментов следует, что имеет смысл найти отношение потоков  $H^-$ /железо, используя спектр группы  $H^-$  эксперимента ATIC, но спектры железа других экспериментов. При этом потоки железа других экспериментов при энергиях, соответствующих точкам спектра ATIC, можно определить интерполяцией по энергии. Кроме того, отношение  $H^-$ /железо может быть прямо определено по результатам эксперимента НЕАО-3-С2. Все эти результаты показаны на рис. 9.17. Видно, что все результаты показывают качественно одно и то же поведение: ожидаемое уменьшение отношения суб-железа к железу при энергиях  $\varepsilon \gtrsim 50$  ГэВ/нукл отсутствует, скорее наблюдается рост этого отношения. Поэтому одни только возможные ошибки спектра железа эксперимента ATIC не могут быть причиной обнаруженного роста отношения ядер  $H^-$  к железу с энергией, не говоря уже о том, что трудно говорить о каких-либо явных отличиях спектра железа, измеренного ATIC, и другими экспериментами.

Наш вывод состоит в том, что никаких признаков методических ошибок в данных ATIC обнаружить не удается. Напротив, все тесты подтверждают реальность обнару-

женного излома в отношениях  $H^-/\text{Fe}$  и изгиба в отношениях потоков тяжелых обильных ядер к потоку железа.

## 9.5 К интерпретации излома в отношении потоков ядер группы $H^-$ и железа.

Так как признаки систематических ошибок или артефактов, которые могли бы симулировать излом в отношении  $H^-/\text{железо}$ , отсутствуют, то имеет смысл обсудить возможную природу явления. Из-за пока еще явного недостатка экспериментальных данных это обсуждение следует рассматривать как сугубо предварительное.

Начнем с простого leaky-box приближения. Пусть  $N_1, N_2, \dots, N_k$  означают какие-нибудь вторичные ядра, являющиеся результатом фрагментации ядра железа. Тогда отношение суммарного потока таких вторичных ядер  $I_N = \sum_{i=1}^k I_{N_i}$  к ядру железа в простом leaky-box приближении есть

$$R_{LB} = \sum_{i=1}^k \frac{1/\lambda_{N_i, \text{Fe}}}{1/\lambda_{\text{esc}}^{N_i}(\varepsilon) + 1/\lambda_{N_i}}. \quad (9.4)$$

Здесь  $\varepsilon$  означает энергию частицы на нуклон,  $\lambda_{\text{esc}}^{N_i}(\varepsilon)$  есть диффузационная длина утечки ядра  $N_i$  с энергией  $\varepsilon$  из Галактики,  $\lambda_{N_i}$  есть длина пробега ядерного взаимодействия в межзвездной среде для ядра  $N_i$ ,  $\lambda_{N_i, \text{Fe}}$  есть парциальная длина пробега железа для фрагментации с возникновением осколка  $N_i$ . В уравнении (9.4) пренебрегается продуцированием ядер группы  $H^-$  в результате фрагментации более тяжелых ядер также из группы  $H^-$  (это процесс второго порядка). Длину утечки  $\lambda_{\text{esc}}$  в этом разделе мы считаем универсальной функцией жесткости  $R$  для всех ядер [6]:

$$\lambda_{\text{esc}} = 34.1 R^{-0.6} \text{ г/см}^2. \quad (9.5)$$

Мы используем значения  $\lambda_{N_i}$ , компилированные в книге Гинзбурга и Сыроватского [46, стр. 136], а для вычисления парциальных длин пробега  $\lambda_{N_i, \text{Fe}}$  используются парциальные сечения фрагментации, компилированные в [253], в предположении состава межзвездной среды 90% водорода и 10% гелия.

Мы будем изучать отношение  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$  в качестве примера отношения для группы ядер, где доля вторичных ядер велика, и отношение  $H^-/\text{Fe}$ , так как в этом случае обеспечена наилучшая статистическая значимость данных. Отношение  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$ , измеренное в экспериментах ATIC-2, вместе с предсказанием модели leaky-box (сплошная черная линия) и другими моделями (см. объяснения ниже) показаны на рис. 9.19.

Результаты модели leaky-box, как и следовало ожидать, не воспроизводят рост отношения  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$  при энергиях  $\varepsilon > 50$  ГэВ/нукл, так как падение отношения потоков вторичных ядер к материнским первичным ядрам с ростом энергии – принципиальная особенность предсказаний простой leaky-box - модели. Подчеркнем, что модель leaky-box дает *абсолютные* значения для отношения потоков вторичных ядер к первичным (но не только ход отношения с энергией). Как видно из рис. 9.19, модель предсказывает более низкое отношение потоков в области  $\varepsilon < 40$  ГэВ/нукл, чем это следует из данных ATIC. Этот результат не является ни неожиданным, ни новым, так как уже получался для отношения  $\text{Sc}-\text{Mn}/\text{Fe}$  в данных HEAO-3-C2 в статье [253] в 1988 г (см. FIG. 8 в [253]) и уже давно предполагается, что в этой области ядер имеется примесь первичных ядер на уровне 10–20% [305]. Таким образом, Ti, V, Cr не являются чисто вторичными ядрами в том смысле, что в этой области зарядов имеется некоторая доля частиц, ускоренных в источниках, но не полученных в результате фрагментации железа при его распространении в межзвездной среде. Постараемся учесть этот факт в нашей модели.

Спектры всех обильных первичных ядер похожи друг на друга – отношение потоков разных групп обильных ядер мало отличается от горизонтальной прямой (см. рис. 9.18). Предположим, что первичная составляющая спектров всех других тяжелых ядер легче железа выглядит аналогичным образом. Тогда можно попытаться описать отношение  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$  как сумму потока, предсываемого моделью leaky-box, и потока первичных ядер, используя в качестве шаблона первичного спектра спектр одного из обильных четных ядер. В качестве такого шаблона мы используем спектр кислорода, так как кислород – наиболее чистое первичное ядро среди всех других обильных четных ядер. Реально в вычислениях необходимо использовать только отношение  $\text{O}/\text{Fe}$  (см. рис. 9.9), которое мы аппроксимируем кубической параболой.

Описание данных ATIC суммой потоков модели leaky-box с вкладом первичного спектра показано на рис. 9.19 сплошной красной линией. Величина вклада первичного спектра фитировалась для достижения наилучшего согласия модели с экспериментом в области энергий ниже 100 ГэВ/нукл. Имеет место разумное согласие с экспериментом при энергиях  $\varepsilon < 100$  ГэВ/нукл, но необходимого подъема отношения при энергиях  $\varepsilon \gtrsim 100$  ГэВ/нукл не получается. Аналогичные результаты для отношения  $H^-/\text{Fe}$ , где ожидаемый вклад первичных ядер выше, чем для отношения  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$ , показан на рис. 9.20 (обозначения на рисунке аналогичны обозначениям рис. 9.19). Видно, что сумма потоков вторичных ядер модели leaky-box и потоков первичных ядер не описывает данные в области  $\varepsilon \gtrsim 100$  ГэВ/нукл.

Таким образом, простая модель leaky-box даже вместе с предположением о вкладе в наблюдаемые потоки первичных частиц со спектром, отличным от спектра железа, не описывает излом в отношении потоков ядер области суб-железа к железу. Очевидно, недостающий рост надо прямо связать именно с вкладом вторичных ядер. Для понимания причины излома с последующим ростом отношений потоков необходимы какие-то существенно новые идеи.

В литературе известны модели, которые могут приводить к существенному выполаживанию энергетических спектров вторичных частиц при больших энергиях. Этим свойством обладает, например модель [318], в которой учитывается возможность фрагментации ядер во время ускорения. Не совсем, однако, ясно, может ли модель [318] объяснить столь сильный эффект, какой наблюдается в эксперименте ATIC. Другая идея может состоять в использовании так называемой модели «замкнутой галактики» (в терминологии авторов модели), предложенной в [319]. Как было показано в [319], эта модель сама по себе, даже без учета вкладов потоков первичных частиц, может предсказывать излом в отношении потоков ядер из группы  $H^-$  к железу и участок роста отношений при энергиях масштаба сотен ГэВ/нукл (см. Fig. 1b в [319]). Отметим, что такая модель уже использовалась в [193] при обсуждении аномально высокого отношения потоков Li+Be+B/C+N+O в данных эксперимента JACEE (см. также рис. 1.16, стр. 94). Исследуем возможность понимания результатов ATIC в рамках этой модели. Суть модели «замкнутой галактики» состоит в следующем.

Предполагается, что в Галактике имеется некоторое число компактных областей, каждая из которых содержит источники космических лучей и описывается простой моделью leaky-box в отношении утечки космических лучей из этих областей. Более того, предполагается, что все источники космических лучей сосредоточены в таких локальных областях. В оригинальной статье [319] имелось в виду, что такими локальными областями являются рукава Галактики, но с современной точки зрения ясно, что ими вполне могут быть локальные супер-пузыри, образованные вспышками сверхновых. Это соответствует разумному предположению, что подавляющее большинство сверхновых вспыхивают внутри звездных ассоциаций, где незадолго до того имел место интенсивный процесс звездообразования и возникали массивные короткоживущие звезды, кончивающие жизнь как сверхновые. На месте таких ассоциаций и возникают потом локальные пузыри.

Будем называть пространство Галактики вне пузырей балком (этот удобный термин постепенно распространяется в русскоязычной литературе). Так как в балке источников космических лучей мало и их числом можно пренебречь, то для балка источником кос-

мических лучей в модели являются исключительно сами пузыри (точнее - поверхности пузырей). Вообще говоря, для модели не важна точная природа этих локальных областей с источниками, но мы для определенности будем говорить о супер-пузырях. Вторым предположением модели является замкнутость Галактики относительно диффузационной утечки космических лучей (как сформулировано в оригинальной статье [319]) – откуда и происходит название модели. Фактически, столь сильное предположение нам не потребуется. Нужно лишь, чтобы для всех интересующих нас ядер длина диффузационной утечки была существенно больше длины неупругого пробега. Оригинальное название модели как модели «замкнутой галактики» является не совсем адекватным, так как отражает только одну сторону модели. Поэтому мы будем использовать термин «модель замкнутой галактики с пузырями», CGB (Closed Galaxy with Bubbles).

В модели CGB предполагается, что Солнце находится внутри одного из пузырей (так называемый Локальный Пузырь, Local Bubble), и модель предназначена для описания спектра космических лучей, измеряемого наблюдателем внутри пузыря (спектр в балке будет существенно иным). Внутри пузыря полный измеряемый поток космических лучей представлен двумя частями: 1) локальный поток пузыря, который описывается соответствующей локальной моделью leaky-box и связан с локальными источниками, и 2) глобальный равновесный поток галактического балка, который тоже может быть описан моделью, аналогичной модели leaky-box, но в предположении, что  $\lambda_{\text{esc}}(\varepsilon) \sim \infty$ , и что единственными источниками космических лучей для этого потока являются поверхности супер-пузырей. В этой модели появляется один свободный параметр, который представляет относительный вес глобального потока по отношению к локальному потоку внутри пузыря, который априори не известен, и который должен быть фитирован для наилучшего описания экспериментальных данных.

Получим выражение для отношения потока некоторого вторичного ядра к материнскому ядру в зависимости от энергии в модели CGB. Вместо различных длин пробега  $\lambda$  будет удобнее использовать обратные величины, которые мы будем обозначать буквой  $\varkappa$ . Будем также вместо объемных плотностей частиц использовать плотности потоков  $I$ . Тогда основное уравнение модели leaky-box (1.4) для потока ядра типа  $i$  принимает вид:

$$[\varkappa_{\text{esc}}(\varepsilon) + \varkappa_i]I_i(\varepsilon) - \sum_{k>i} \varkappa_{i,k}I_k(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi\rho}Q_i(\varepsilon). \quad (9.6)$$

В формуле (9.6) обозначения точно соответствуют формуле (1.4) лишь с заменой длин пробега на соответствующие обратные величины, и плотностей частиц – на потоки.

Применяя модель leaky-box к пузырю и считая железо чисто первичным ядром, непо-

средственно из формулы (9.6) находим для локальной составляющей потока железа:

$$L_{\text{Fe}}(\varepsilon) = \frac{1}{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon) + \kappa_{\text{Fe}}} \frac{1}{4\pi\rho} Q_{\text{Fe}}(\varepsilon). \quad (9.7)$$

Здесь и далее буквой  $L$  обозначаются локальные потоки частиц.

Рассмотрим некоторое вторичное ядро  $N_k$ , считая, что его единственным источником является фрагментация железа. Мы пренебрегаем генерацией вторичных ядер в результате фрагментации более тяжелых вторичных же ядер, как процессами более высокого порядка малости по отношению к фрагментации первичного железа. Снова применяя модель leaky-box к пузырю, из формулы (9.6), подставляя для локального потока железа выражение (9.7), находим для локальной составляющей потока ядра  $N_k$  выражение:

$$L_{N_k}(\varepsilon) = \frac{\kappa_{N_k, \text{Fe}}}{\kappa_{\text{esc}}^{N_k}(\varepsilon) + \kappa_{N_k}} \frac{1}{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon) + \kappa_{\text{Fe}}} \frac{1}{4\pi\rho} Q_{\text{Fe}}(\varepsilon). \quad (9.8)$$

Для того, чтобы вычислить спектры первичных и вторичных ядер в балке, прежде всего требуется определить вид спектра источника для балка. Так как роль источника для балка играют поверхности пузырей, то при вычислении спектра такого источника нужно иметь в виду, что не все ядра, ускоренные внутри пузыря, достигают его поверхности и выходят в балк. Чем меньше энергия ядра, тем ниже коэффициент диффузии и больше длина пробега ядра для диффузационной утечки из пузыря, поэтому для меньших энергий вероятность ядерного взаимодействия и фрагментации больше. Такие ядра выбывают из потока. Этот фактор искажает исходную форму спектра источника.

Фактор, искажающий спектр, представляет собой вероятность покинуть пузырь до того, как ядро будет фрагментировано из-за неупругого взаимодействия с межзвездной средой. Будем рассматривать некоторый конкретный тип ядер и обозначим соответствующую этому ядру вероятность выхода из пузыря через  $\mathcal{P}(\varepsilon)$ , где  $\varepsilon$ , как обычно, означает энергию на нуклон. Будем считать, как это и делается обычно в модели leaky-box, что процесс диффузационной утечки ядер из пузыря напоминает радиоактивный распад - то есть для ядра вероятность покинуть пузырь на единице длины его пути не зависит от уже прошедшего пути. Это означает, что распределение по длинам пробегов  $l$  до утечки является экспоненциальным, и для средней длины утечки  $\lambda_{\text{esc}}(\varepsilon) = 1/\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon)$  имеет вид

$$p(\varepsilon, l) = \kappa_{\text{esc}}(\varepsilon) e^{-\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon) \cdot l}. \quad (9.9)$$

Если ядерная длина пробега до фрагментации есть  $\lambda = 1/\kappa$ , то вероятность того, что ядро не будет фрагментировано на длине пробега  $l$  есть  $\exp(-l/\lambda) = \exp(-l\kappa)$ . Полная вероятность выхода ядра с энергией  $\varepsilon$  из пузыря без фрагментации будет определяться

как взвешенное среднее от таких вероятностей по распределению  $p(\varepsilon, l)$ :

$$\mathcal{P}(\varepsilon) = \int_0^\infty p(\varepsilon, l) e^{-l\kappa} dl = \frac{\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon) + \kappa}. \quad (9.10)$$

Соответственно, для модифицированного спектра источника в балке  $Q_{\text{bulk}}(\varepsilon)$  получаем

$$Q_{\text{bulk}}(\varepsilon) = \mathcal{P}(\varepsilon) Q(\varepsilon) = \frac{\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{esc}}(\varepsilon) + \kappa} Q(\varepsilon). \quad (9.11)$$

Обратим внимание, что вероятность  $\mathcal{P}(\varepsilon)$  мала для малых энергий и стремится к единице для больших энергий. Поэтому интенсивность источника для балка при низких энергиях мала, и спектр источника в начальной его части очень пологий, а при больших энергиях спектр источника балка и истинный спектр источника имеют одинаковую крутизну.

Определим теперь глобальный поток железа в балке. Он может быть определен с помощью обычной формулы leaky-box модели (9.6), но вместо спектра источника  $Q_{\text{Fe}}(\varepsilon)$  должна быть использована модифицированная функция источника (9.11), а вместо обычной длины пробега модели leaky-box  $\lambda_{\text{esc}}^{\text{Fe}}$  – «квазибесконечная» длина пробега  $\lambda_{\text{esc}}^{\text{Fe},\infty}$  модели замкнутой галактики. Тогда из основной leaky-box формулы (9.6) получим:

$$G_{\text{Fe}}(\varepsilon) = \frac{1}{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe},\infty} + \kappa_{\text{Fe}}} \frac{1}{4\pi\rho} Q_{\text{Fe,bulk}}(\varepsilon). \quad (9.12)$$

Здесь и далее буквой  $G$  обозначаются глобальные галактические потоки частиц (потоки в балке). В модели замкнутой галактики обратная длина утечки  $\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe},\infty}$  при всех энергиях много меньше ядерной обратной длины  $\kappa_{\text{Fe}}$ , поэтому ей можно пренебречь в знаменателе дроби в формуле (9.12). Подставляя в (9.12) спектр модифицированного источника (9.11) получаем окончательно:

$$G_{\text{Fe}}(\varepsilon) = \frac{1}{\kappa_{\text{Fe}}} \frac{1}{4\pi\rho} \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon) + \kappa} Q_{\text{Fe}}(\varepsilon). \quad (9.13)$$

Галактический поток для вторичного ядра  $N_k$  получается применением модели leaky-box к квазизамкнутой галактике с модифицированным спектром источника материнского ядра – железа – совершенно аналогичным способом. Окончательная формула для потока в балке вторичного ядра  $N_k$  имеет вид:

$$G_{N_k}(\varepsilon) = \frac{\kappa_{N_k,\text{Fe}}}{\kappa_{N_k}} \frac{1}{\kappa_{\text{Fe}}} \frac{1}{4\pi\rho} \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon) + \kappa} Q_{\text{Fe}}(\varepsilon). \quad (9.14)$$

Из сравнения формул (9.14) и (9.13) видно, что отношение потоков вторичного ядра и материнского ядра железа в балке замкнутой галактики постоянно и равно  $\kappa_{N_k,\text{Fe}}/\kappa_{N_k}$  что, естественно, следовало ожидать, так как в этой модели любыми зависимостями длин утечек от энергии, которые могли бы модифицировать отношение, можно пренебречь, так как сами длины очень велики.

Для того, чтобы вычислить полные наблюдаемые потоки вторичных и первичных ядер внутри супер-пузыря, введем фактор  $K > 0$ , который представляет вклад глобального галактического потока в наблюдаемый поток. Этот фактор может учитывать, в частности, то, что наблюдаемый поток не равен просто сумме локального потока и потока балка, но лишь частичное проникновение потока балка в пузырь (например, сквозь ударную волну пузыря). Будем предполагать, что фактор  $K$  не зависит от энергии, что является модельным упрощением. Учитывая фактор  $K$ , с использованием выражений (9.7), (9.8), (9.13), (9.14), полные потоки вторичных ядер  $I_{N_k}(\varepsilon)$  и железа  $I_{\text{Fe}}(\varepsilon)$  можно записать, соответственно, в виде

$$I_{N_k}(\varepsilon) = L_{\text{Fe}}(\varepsilon) \times \left( \frac{\kappa_{N_k, \text{Fe}}}{\kappa_{\text{esc}}^{N_k}(\varepsilon) + \kappa_{N_k}} + K \frac{\kappa_{N_k, \text{Fe}}}{\kappa_{N_k}} \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{Fe}}} \right), \quad (9.15)$$

$$I_{\text{Fe}}(\varepsilon) = L_{\text{Fe}}(\varepsilon) \times \left( 1 + K \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{Fe}}} \right). \quad (9.16)$$

Отсюда для отношения потока вторичных ядер  $N_k$  к потоку железа получаем

$$\frac{I_{N_k}(\varepsilon)}{I_{\text{Fe}}(\varepsilon)} = \frac{\frac{\kappa_{N_k, \text{Fe}}}{\kappa_{\text{esc}}^{N_k}(\varepsilon) + \kappa_{N_k}} + K \frac{\kappa_{N_k, \text{Fe}}}{\kappa_{N_k}} \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{Fe}}}}{1 + K \frac{\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)}{\kappa_{\text{Fe}}}}. \quad (9.17)$$

Если требуется определить отношение суммы потоков нескольких (например, соседних по заряду) вторичных ядер из группы  $H^-$  к потоку железа, то правая часть выражения (9.17) просто должна быть просуммирована по всем типам ядер  $N_k$ .

Уже из простых качественных соображений нетрудно понять, как должно вести себя отношение (9.17) с энергией. Помимо фактора  $K$ , вклад глобального галактического потока в измеряемое отношение будет определяться зависящим от энергии множителем ( $\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)/\kappa_{\text{Fe}}$ ), который присутствует во вторых слагаемых как в числителе, так и в знаменателе. Этот фактор, в зависимости от его величины, способен включать или выключать вклад глобальных потоков в измеряемое отношение. При малых энергиях величина этого фактора мала (так как длина утечки велика), поэтому поведение отношения потоков определяется первым слагаемым числителя, который совпадает просто с обычным leaky-box выражением для отношений потоков вторичного и первичного ядра (9.4). Это отношение, как известно, падает, начиная со значения несколько меньшего  $\kappa_{N_k, \text{Fe}}/\kappa_{N_k}$ . При больших энергиях, напротив, первое стандартное leaky-box - слагаемое в числите становитяся малым, а вторые слагаемые как в числителе, так и в знаменателе растут за счет роста обратной длины утечки из пузыря  $\kappa_{\text{esc}}^{\text{Fe}}(\varepsilon)$ . Из-за этого в асимптотике  $\varepsilon \rightarrow \infty$  всё отношение стремится к равновесному значению  $\kappa_{N_k, \text{Fe}}/\kappa_{N_k}$ , которое, как мы видели выше, характерно для балка галактики. То есть при малых энергиях ход отношения

определяется локальными потоками пузыря, при больших энергиях – равновесным отношением потоков в балке. При этом, так как локальное отношение потоков за счет начального участка падения становится меньше или даже существенно меньше  $\kappa_{N_k, \text{Fe}} / \kappa_{N_k}$ , а при  $\varepsilon \rightarrow \infty$  отношение стремится к этому же значению, то, очевидно, при некоторых промежуточных значениях энергии отношение потоков должно расти. Таким образом, ожидаемое поведение отношения потоков в модели замкнутой галактики – это сначала падение отношения, затем рост, и, наконец, выход на асимптотику  $\kappa_{N_k, \text{Fe}} / \kappa_{N_k}$ . В конечном счете это поведение определяется конкуренцией локального и глобального потоков и характером энергетического хода отношения потоков вторичных и первичных ядер в локальных и глобальных потоках.

Предсказания модели CGB для вторичных компонент отношений  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$  и  $H^-/\text{Fe}$  показаны, соответственно, на рис. 9.19 и рис. 9.20 черной пунктироной линией. Фактор вклада глобального галактического потока  $K = 0.2$  на обоих рисунках. Одна только модель CGB не дает хорошего описания данных эксперимента, так как нужен еще учет вклада первичных ядер. Красная пунктирная линия на тех же рисунках показывает предсказание модели CGB вместе с учетом вклада первичных потоков. Использованные здесь первичные потоки в точности те же, что были получены выше в простой leaky-box модели (сплошные красные линии на тех же рисунках) с вкладом первичных потоков. Как видно, модель CGB вместе с учетом вкладов первичных спектров способна дать разумное описание экспериментальных результатов.

На первый взгляд, модель CGB создает проблему в понимании спектров первичных обильных четных ядер. Проблема заключается в следующем. Наблюдаемые спектральные индексы обильных четных ядер составляют величину около 2.6. В стандартной модели leaky-box она получается за счет укручения исходного спектра источников, для которых спектральный индекс составляет величину около 2.1 – 2.3, за счет уменьшения времени удержания частиц с ростом энергии. Этот механизм укручения легко можно усмотреть в выражении для спектра первичных ядер модели leaky-box (1.6) или (9.7). В модели CGB предполагается, что длины пробегов диффузационной утечки из галактики велики по сравнению с ядерными длинами пробегов, поэтому они не могут оказать влияния на крутизну спектра первичных ядер в области доминирования потока галактического балка. Следовательно для того, чтобы описать наблюдаемые спектральные индексы масштаба 2.6 при энергиях, когда начинает доминировать глобальный галактический поток, спектры в источнике должны предполагаться очень крутыми.

Наблюдаемые спектры всех обильных первичных ядер в модели CGB даются выра-

жениями, аналогичными формуле (9.16), полученной для железа. Результат фита спектров протонов, углерода, кислорода и железа моделью замкнутой галактики показан на рис. 9.21. В этих вычислениях был использован тот же коэффициент смешивания потоков  $K = 0.2$ , который выше был получен для описания отношений потоков суб-железа и железа. Как видно, для успешного описания экспериментальных данных для спектров в источнике действительно потребовалось использовать спектральные индексы, близкие к 2.5. Это заметно больше, чем обычно рассматриваемое значение масштаба 2.1–2.3. Однако существенным преимуществом модели CGB оказывается то, что она без привлечения дополнительных источников космических лучей и других гипотез *ad hoc* предсказывает универсальный прогиб (уполномочие) спектров, похожий на наблюдаемое уположение в спектрах всех ядер при энергиях 200–300 ГэВ/нукл. На рис. 9.21 это особенно хорошо заметно для спектра протонов. Это обстоятельство заставляет отнести к модели CGB серьезно, несмотря на предсказание очень крутых спектров в источниках.

В обычной модели leaky-box в предположении однородной галактики коэффициент диффузии может быть оценен как [54, стр. 124]

$$D \sim \frac{H^2}{\tau_{\text{esc}}} = \rho c \frac{H^2}{\lambda_{\text{esc}}}, \quad (9.18)$$

где  $H$  – полутолщина магнитного гало галактики. В предположении, что коэффициент диффузии является степенной функцией жесткости с тем же показателем  $\delta = 0.6$ , что и длина утечки (9.5)

$$D(R) = D_0 R^{0.6}, \quad (9.19)$$

и принимая для средней плотности межзвездной среды значение  $\rho = 0.5 \text{ атомов}/\text{см}^3 = 0.83 \cdot 10^{-24} \text{ г}/\text{см}^2$ , из (9.18) и (9.19) нетрудно получить оценку

$$D_0 \sim n^2 \times 0.7 \cdot 10^{28} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (9.20)$$

где  $n$  полутолщина гало, выраженная в килопарсеках. Обычно предполагается, что  $n$  лежит в пределах от 1 до 4. Предположение, что коэффициент диффузии имеет масштаб, определяемый формулой (9.20), распространено весьма широко.

В модели CGB те же самые длины пробегов, которые даются формулой (9.5) или аналогичными выражениями, которые можно встретить в литературе, должны достигаться внутри локальных пузырей. В этом случае для оценки коэффициента диффузии можно использовать ту же самую формулу (9.18), что и в модели leaky-box, но  $H$  будет означать характерный полуразмер пузыря. Так как для нашего Локального Пузыря

это величина масштаба 100 пс [320, 321], то даже в предположении равенства плотности газа внутри пузыря средней плотности по Галактике, для коэффициента диффузии получается величина на два порядка меньше, чем в обычной модели leaky-box (9.20). Есть основания считать, что плотность газа в Локальном Пузыре на порядок или даже более ниже, чем средняя [320, 321]<sup>4</sup>, это дает коэффициент диффузии еще меньше. Таким образом, модель CGB приводит к заключению, что величина  $D_0$  в формуле (9.19) может оказаться масштаба  $10^{25}$  см<sup>2</sup>/с или даже меньше. Если значения коэффициента диффузии такого масштаба и в балке, то модель замкнутой галактики автоматически оказывается согласованной в том смысле, что полный объем галактики действительно оказывается практически закрытым относительно диффузационной утечки. Однако, сама модель не требует того, чтобы величина коэффициента диффузии в балке была того же масштаба, что и в пузыре.

Таким образом, наблюдаемый излом в поведении отношения потоков ядер группы  $H^-$  к железу может означать одновременно 1) модель замкнутой галактики с суперпузырями для распространения и происхождения космических лучей и 2) существенную примесь первичных ядер во всей группе  $H^-$  (включая Ti, V, Cr). Только одного какого-то нестандартного механизма недостаточно для объяснения экспериментальных результатов. Интересным побочным продуктом модели оказалась возможность описания расположения спектров ядер при энергиях 200-300 ГэВ/нукл, хотя модель приводит также к предсказанию очень крутых спектров первичных ядер в источниках.

Подчеркнем, что мы предприняли лишь первую попытку понять смысл полученных результатов, и наши выводы должны рассматриваться как весьма и весьма предварительные. Критика рассмотренных простых моделей может способствовать дальнейшему продвижению в понимании явления. Отметим также, что полученные здесь результаты ATIC и результаты других экспериментов (HEAO-3-C2, TRACER, CREAM) ясно указывают на различие спектров железа с одной стороны, и спектров всех других обильных четных ядер – с другой. Происхождение этого отличия мы не обсуждаем.

---

<sup>4</sup>См. также <http://www.solstation.com/x-objects/chimney.htm>.

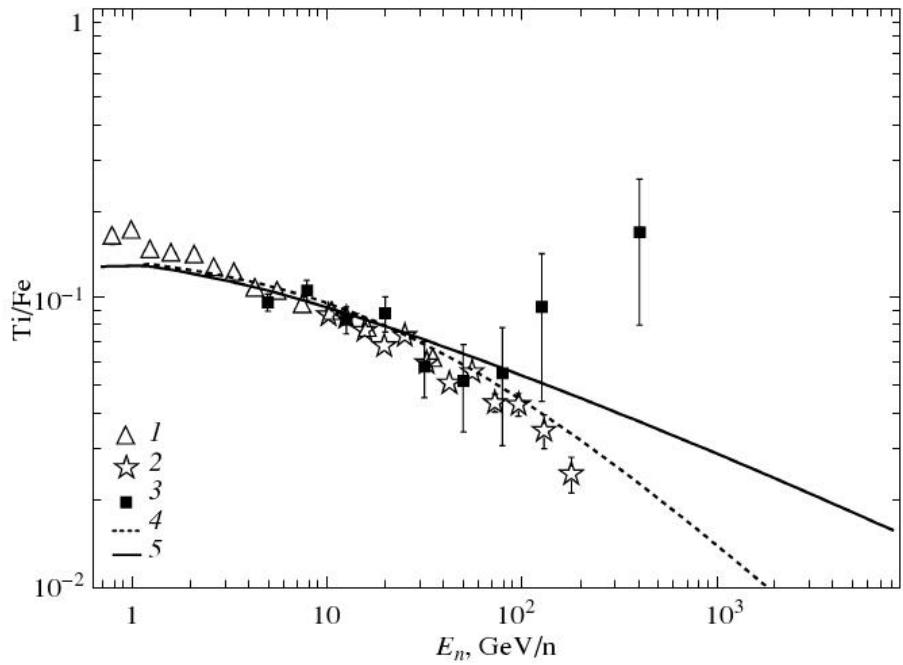


Рис. 9.1: Отношение потоков Ti/Fe из статьи [35]. Треугольники: HEAO-3-C2 [6], звездочки: HEAO-3-C3 [263], квадраты: ATIC-2. Нижняя пунктирная линия: модель leaky-box с  $\lambda_{esc} \sim R^{-0.6}$ , верхняя сплошная линия: диффузационная модель Осборна и Птушкина [63].

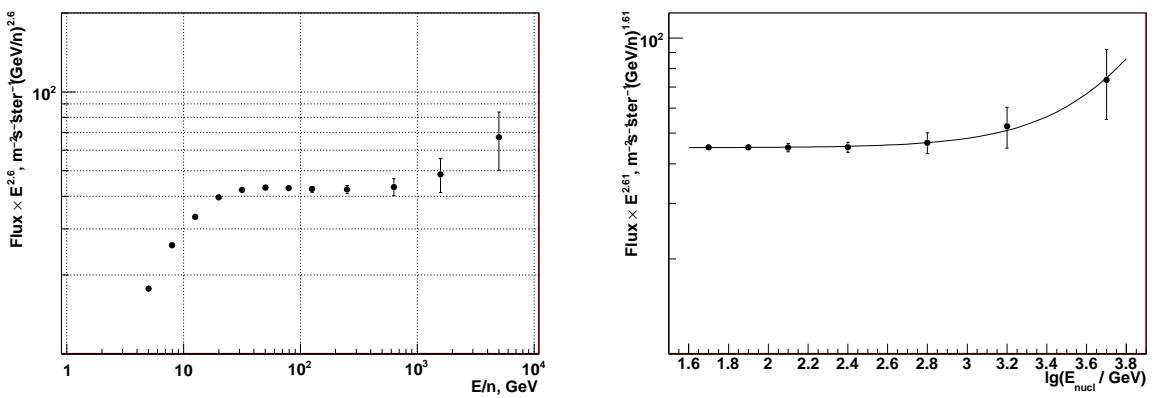


Рис. 9.2: Слева: спектр в терминах энергии на нуклон для всей области ядер от углерода до железа ( $5.5 \leq Z \leq 27$ ). Интенсивности спектральных точек для энергий ниже 20 ГэВ/нукл могут быть занижены из-за влияния энергетического порога прибора. Справа: аппроксимация части спектра, умноженного на энергию в степени 2.61, экспонентой с постоянным фоном.

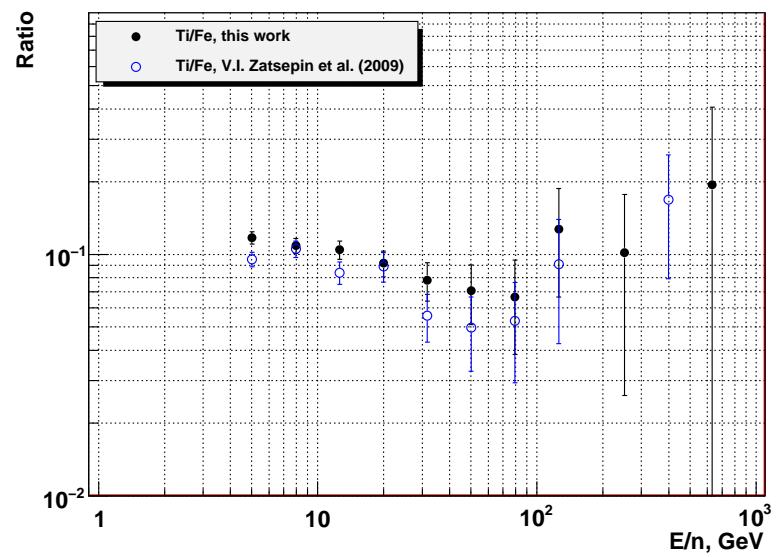


Рис. 9.3: Отношение потоков Ti/Fe, полученное методом, описанным в настоящей главе, и работы [35].

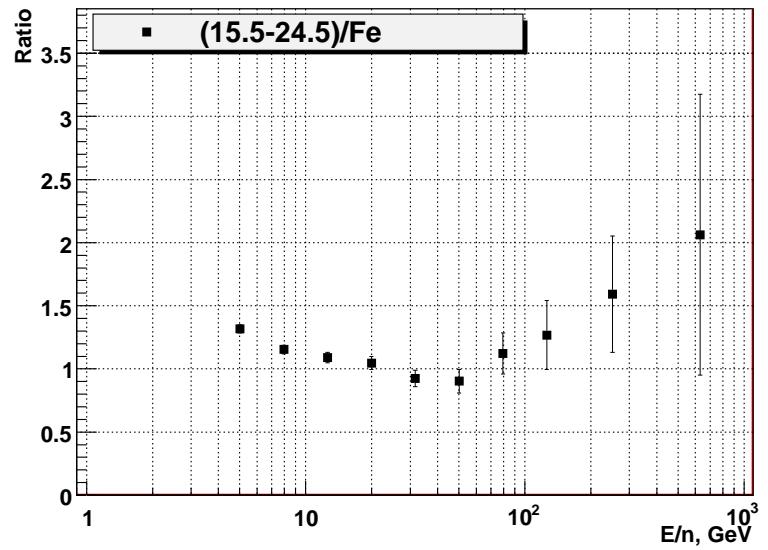


Рис. 9.4: Отношение спектра  $15.5 < Z < 24.5$  к спектру железа, полученное в эксперименте ATIC-2.

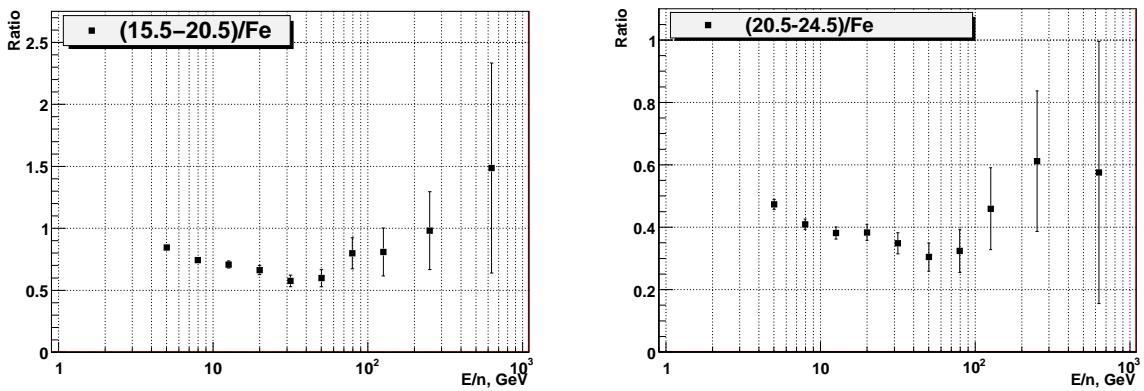


Рис. 9.5: Отношения  $15.5 < Z < 20.5/\text{Fe}$  и  $20.5 < Z < 24.5/\text{Fe}$ , полученные в эксперименте ATIC-2.

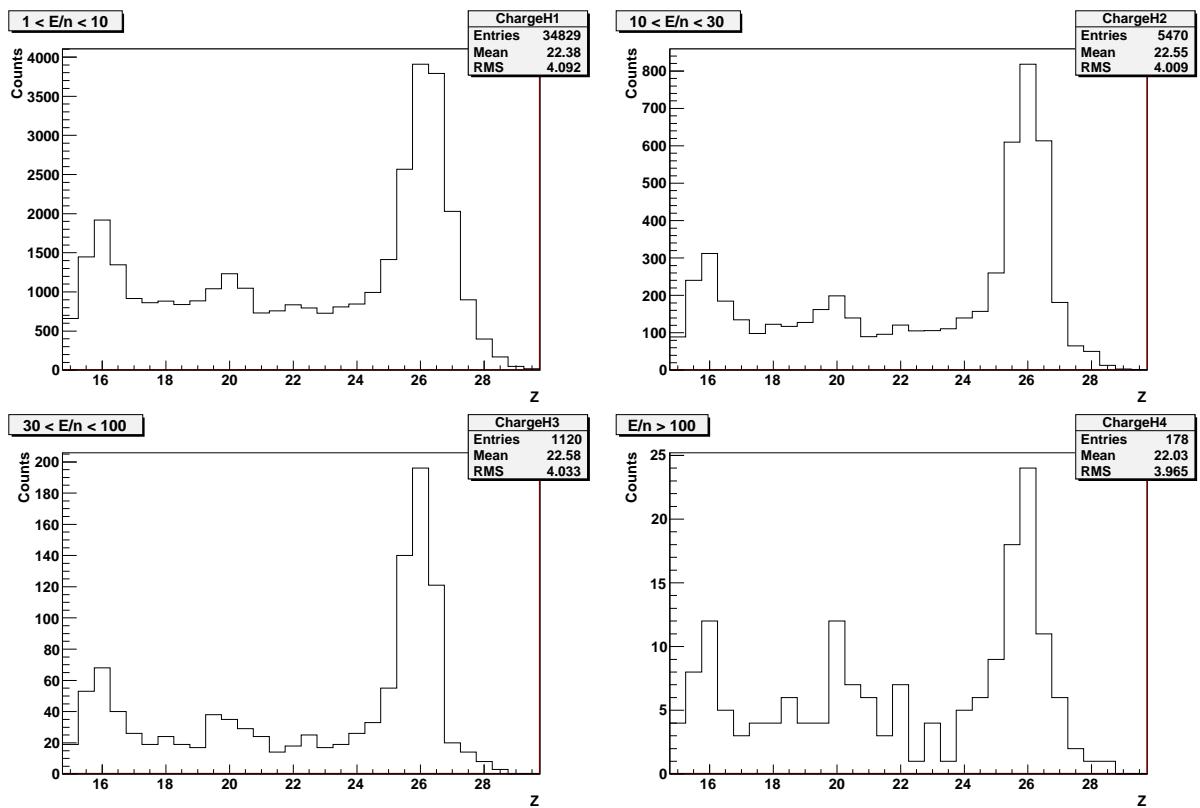


Рис. 9.6: Зарядовые спектры, соответствующие различным областям энергии на нуклон.

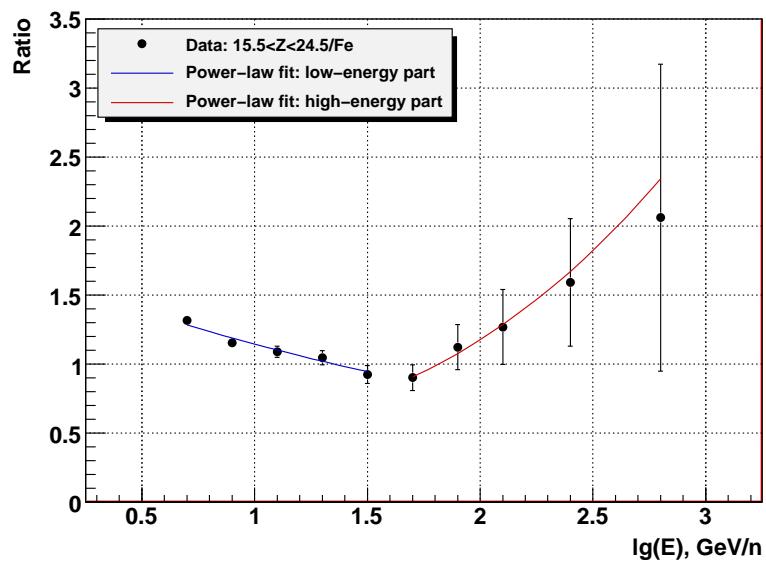


Рис. 9.7: Квазиаппроксимация отношения спектров  $(15.5 < Z < 24.5)/\text{Fe}$  отношением степенных аппроксимаций соответствующих спектров  $(15.5 < Z < 24.5)$  и Fe по отдельности.

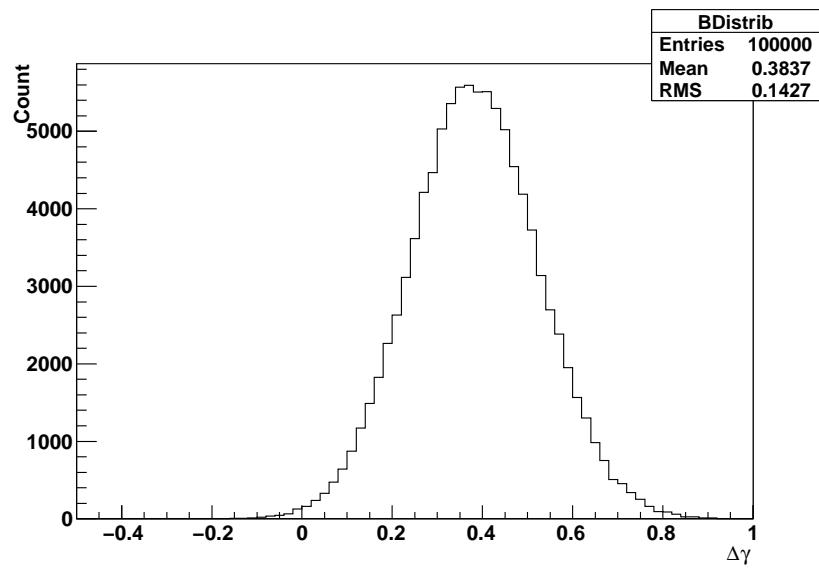


Рис. 9.8: Распределение разности  $\gamma_R - \gamma_L$  при симуляции спектров зарядовых областей 15.5–24.5 (L) и 25.0–27.0 (R).

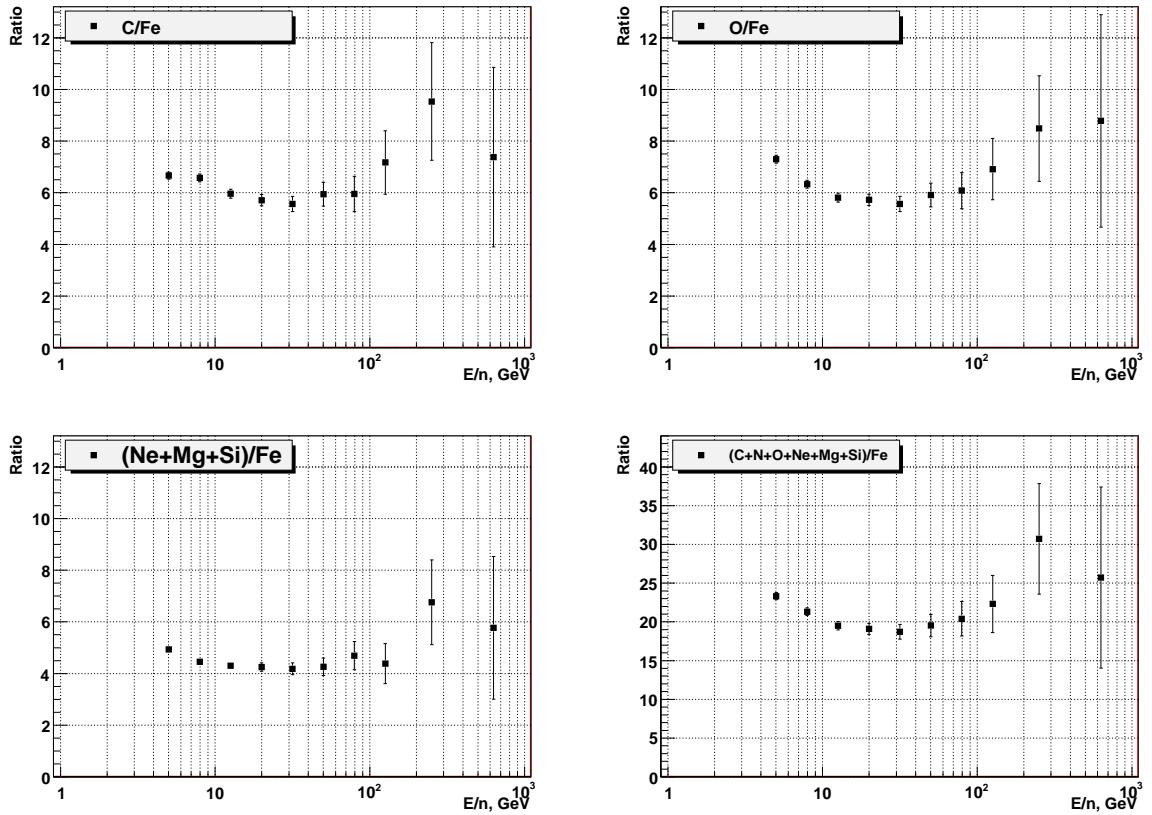


Рис. 9.9: Отношения потоков обильных ядер к потоку железа.

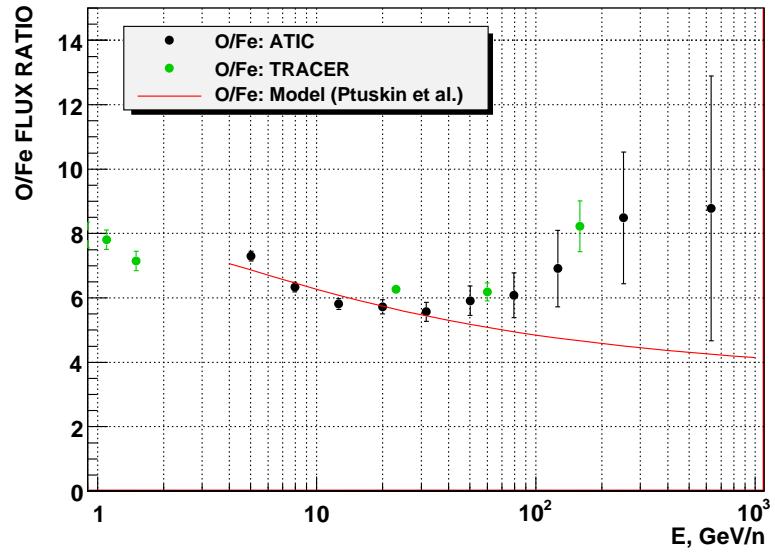


Рис. 9.10: Отношения потоков  $\text{O}/\text{Fe}$ , измеренных экспериментами ATIC и TRACER, и предсказание простейшей модели leaky-box в предположении одинаковых спектров жесткости для кислорода и железа в источнике. Использована форма кривой  $\lambda_{esc}(\varepsilon)$  для модели с доускорением [63].

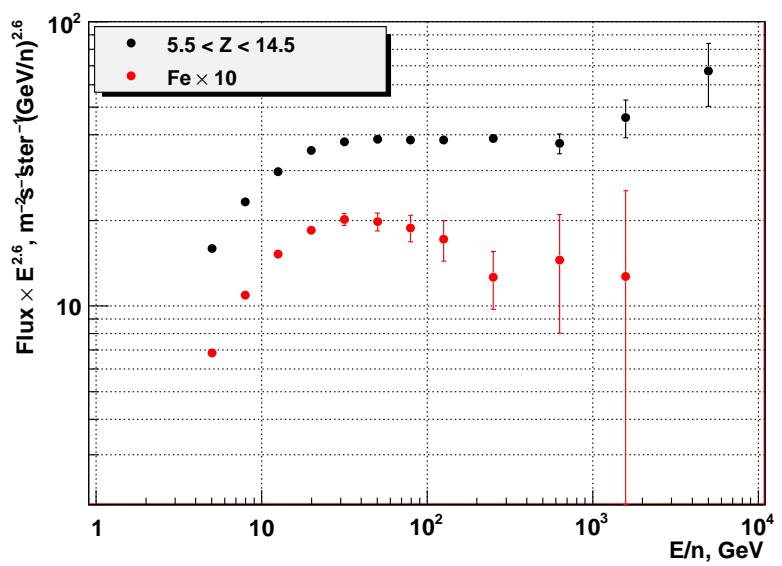


Рис. 9.11: Абсолютный суммарный спектр ядер от углерода до кремния и спектр железа.

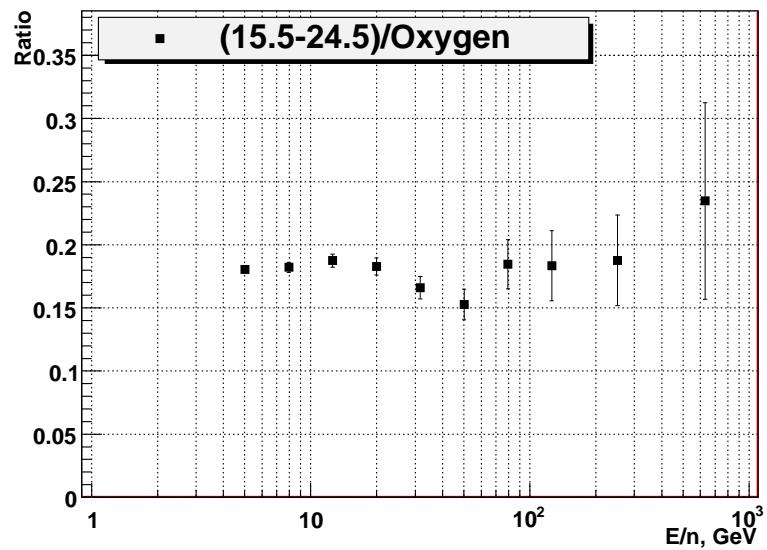


Рис. 9.12: Отношение потока группы  $H^-$  ( $15.5 < Z < 24.5$ ) к потоку кислорода ( $7.5 < Z < 8.5$ ).

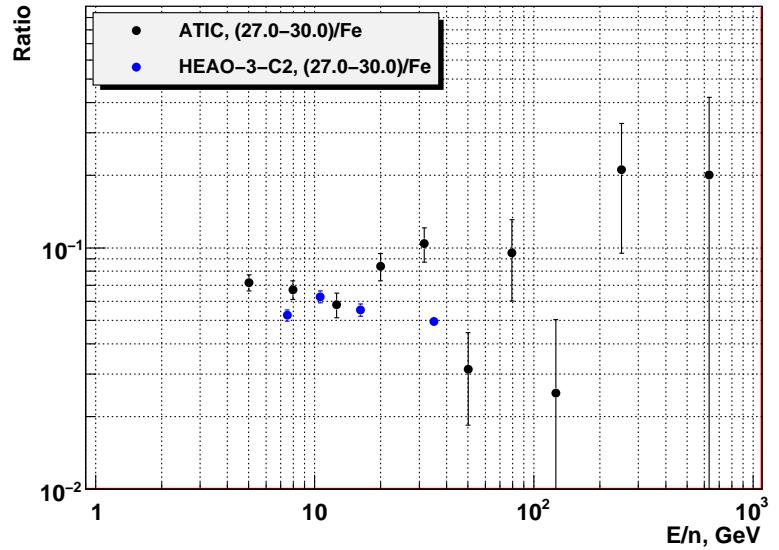


Рис. 9.13: Отношение  $27 < Z < 30/\text{Fe}$  экспериментов ATIC и HEAO-3-C3.

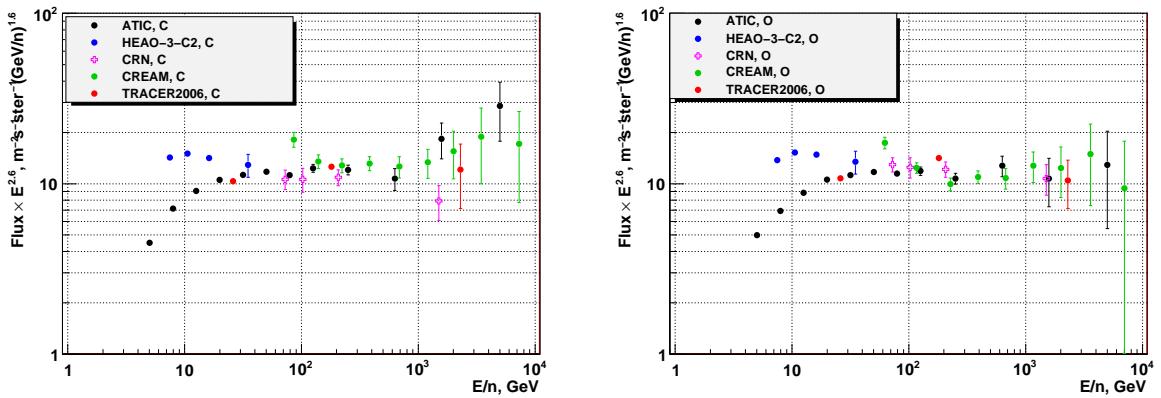


Рис. 9.14: Абсолютные спектры С и О эксперимента ATIC и других экспериментов.

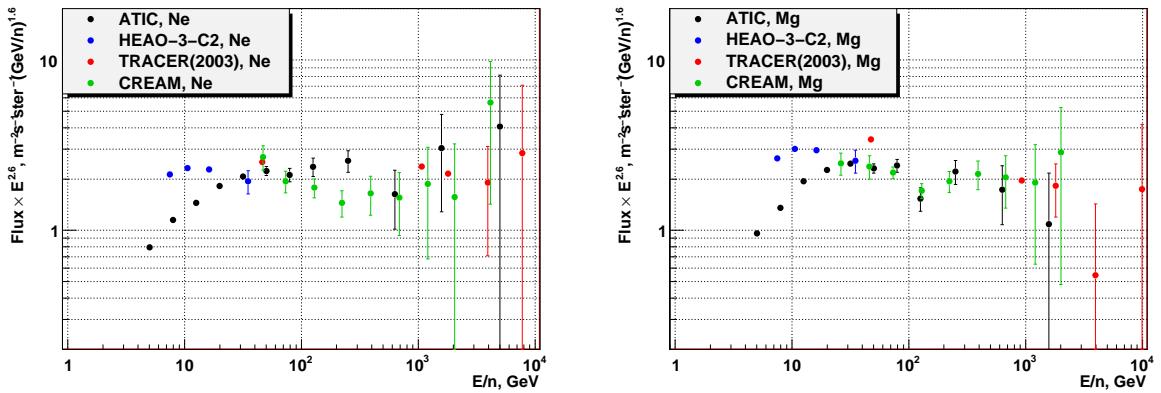


Рис. 9.15: Абсолютные спектры Ne и Mg эксперимента ATIC и других экспериментов.

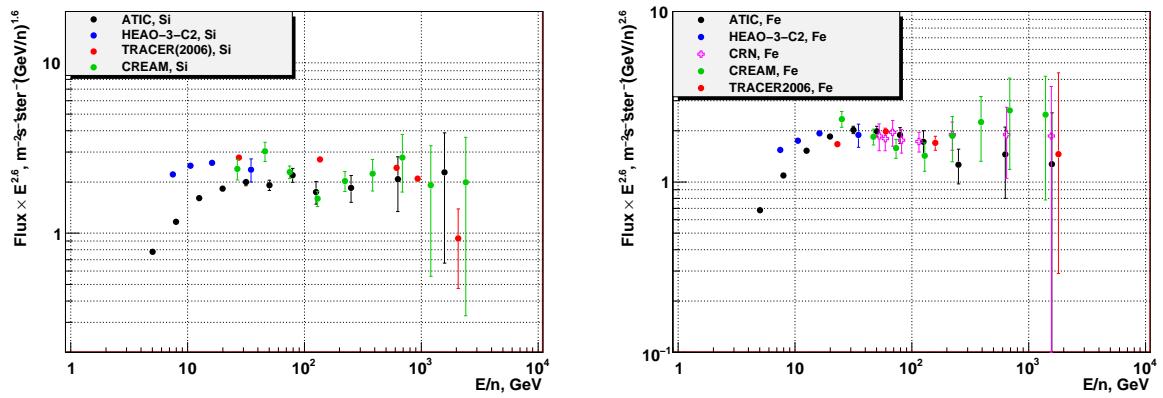


Рис. 9.16: Абсолютные спектры Si и Fe эксперимента ATIC и других экспериментов.

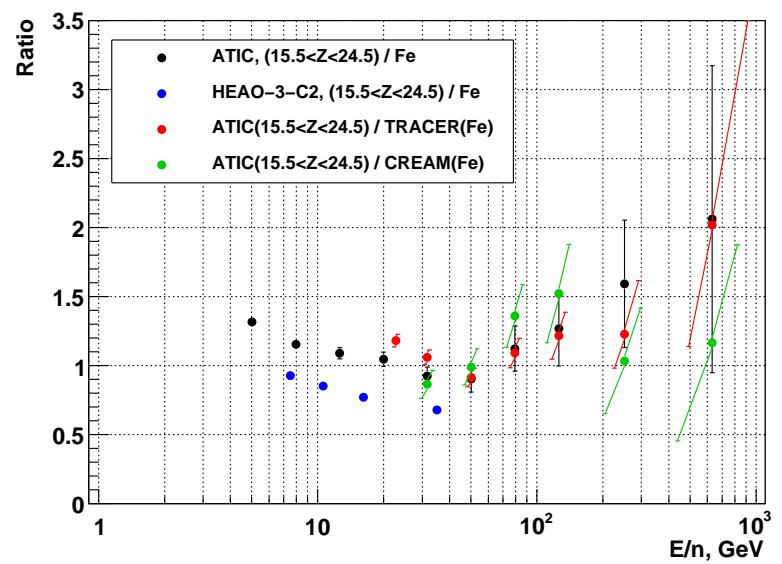


Рис. 9.17: Отношение  $H^-$ /железо экспериментов ATIC и HEAO-3-C2, и то же отношение, вычисленное с спектром группы  $H^-$  эксперимента ATIC, но со спектрами железа TRACER и CREAM.

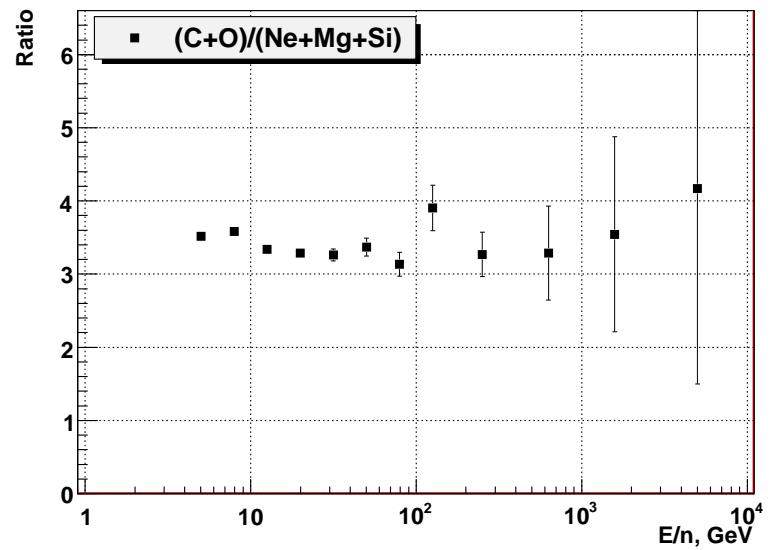


Рис. 9.18: Отношение потока  $5.5 < Z < 8.5$  ( $C+O$ ) к  $9.5 < Z < 14.5$  ( $Ne+Mg+Si$ ).

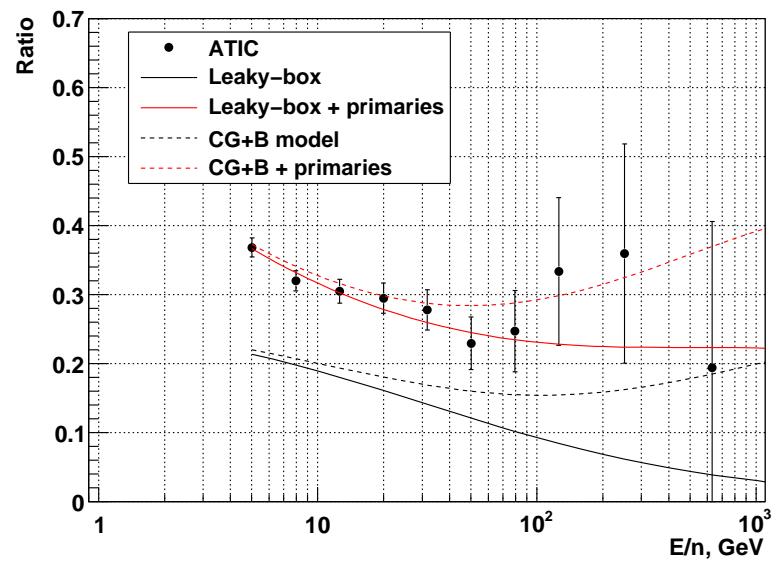


Рис. 9.19: Отношение  $(\text{Ti}+\text{V}+\text{Cr})/\text{Fe}$  эксперимента ATIC и несколько разных моделей (см. описание в тексте).

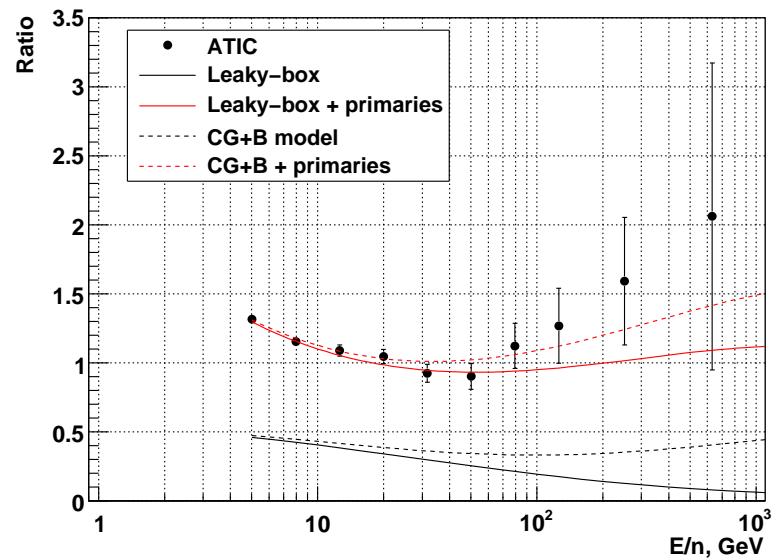


Рис. 9.20: Отношение  $(\text{S}-\text{Cr})/\text{Fe}$  эксперимента ATIC и несколько разных моделей (см. описание в тексте).

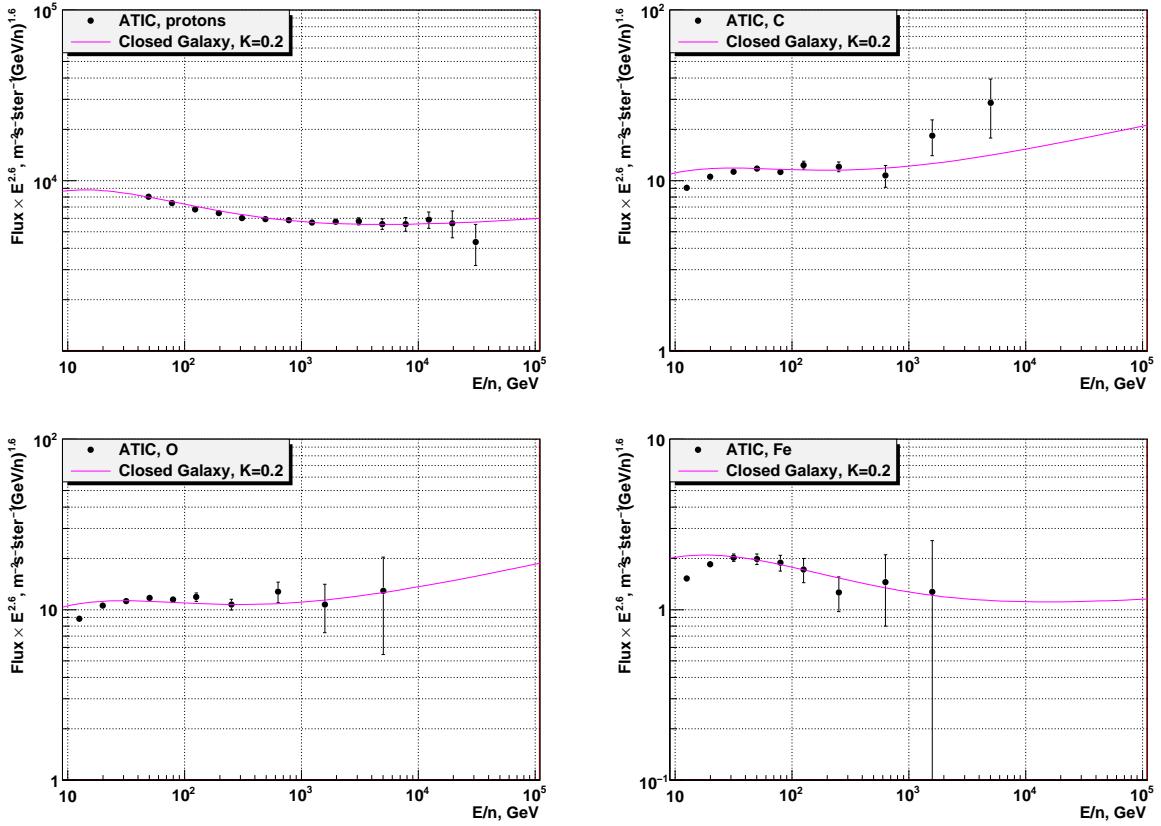


Рис. 9.21: Описание некоторых спектров обильных четных ядер в модели замкнутой галактики. Для протонов в источнике  $\alpha = 2.55$ , для углерода  $\alpha = 2.45$ , для кислорода  $\alpha = 2.45$ , для железа  $\alpha = 2.55$ .

# Глава 10

## Статус результатов спектрометра ATIC в свете данных новейших экспериментов

В эксперименте ATIC не только были измерены индивидуальные энергетические спектры обильных ядер космических лучей от протонов до железа в широком диапазоне энергий и отношения потоков некоторых вторичных ядер к первичным, но анализ этих спектров обнаруживает несколько существенно новых явлений, которые не описываются простыми стандартными моделями ускорения и распространения космических лучей. К числу наиболее важных и надежно установленных явлений такого рода относятся, прежде всего, различие наклонов спектров протонов и гелия и нестепенной характер поведения спектров всех обильных ядер в виде универсального расположения спектров вблизи энергии 200-500 ГэВ/нукл, а также неожиданный излом в отношении потоков тяжелых ядер от серы до хрома к потоку железа вблизи энергии 50 ГэВ/нукл и прогиб в отношении потоков тяжелых обильных ядер к потоку железа. С меньшей надежностью было обнаружено укручение спектров протонов и гелия вблизи энергии 10 ТэВ на частицу. Некоторые из этих новых явлений были позже подтверждены более поздними современными экспериментами (ниже такие эксперименты будут называться новейшими), другие результаты еще ждут проверки. В настоящей главе результаты ATIC, относящиеся к спектрам ядер, будут сопоставлены с данными новейших экспериментов CREAM, PAMELA, TRACER, BESS-Polar (I и II) и AMS-02, причем основное внимание будет уделено не просто сравнению спектров, измеренных в разных экспериментах, но статусу новых явлений, обнаруженных в эксперименте ATIC в свете данных новейших экспериментов.

В разделе 10.1 будет дано краткое описание экспериментов CREAM, PAMELA,

TRACER, BESS-Polar и AMS-02, в последующих разделах этой главы основные категории результатов, полученных спектрометром ATIC, будут сопоставлены с результатами этих современных экспериментов.

## 10.1 Современные эксперименты, в которых измеряются энергетические спектры ядер космических лучей

### 10.1.1 CREAM

Основной целью баллонного эксперимента CREAM (Cosmic Ray Energetics And Mass) является прямое измерение энергетических спектров отдельных ядер от протонов до железа при энергиях, приближающихся к колену  $3 \times 10^{15}$  эВ [322]. Соответственно, получение низкого энергетического порога не являлось приоритетной задачей эксперимента. Хотя результаты CREAM относятся к спектрам при энергиях выше приблизительно 1 ТэВ на частицу, существенная часть энергетического диапазона, промеренного спектрометром ATIC (с существенно более низким энергетическим порогом), пересекается с диапазоном, промеренным CREAM, поэтому результаты CREAM достаточно удобны для сравнения с результатами ATIC.

Для достижения области высоких энергий, где потоки ядер очень низки, требуется высокая экспозиция, которую можно получить либо за счет большого геометрического фактора прибора, либо за счет очень продолжительных измерений (либо за счет того и другого вместе). Самым простым способом получения высокой экспозиции является использование легких детекторов переходного излучения большой площади. Эта идея был последовательно реализована в спектрометре TRACER (см. раздел 10.1.2), но таким способом очень трудно измерить спектры самых легких ядер из-за низкого выхода переходного излучения для малых зарядов. Поэтому основной идеей эксперимента CREAM является использование калориметра для измерения энергий ядер в качестве основного детектора (однако, при использовании детектора переходного излучения в качестве вспомогательного прибора), но в сочетании со сверхпродолжительными полетами баллона со спектрометром. Действительно, CREAM установил рекорд продолжительности измерений для баллонных экспериментов в своем первом полете (42 дня).

Спектрометр CREAM совершил 6 длительных полетов вокруг Южного полюса [323]:

Полет	Даты	продолжительность
CREAM I	2004-12-16 – 2005-01-27	42 дня
CREAM II	2005-12-15 – 2006-01-13	28 дней
CREAM III	2007-12-19 – 2008-01-17	29 дней
CREAM IV	2008-12-18 – 2009-01-07	19 дней
CREAM V	2009-12-01 – 2010-01-08	37 дней
CREAM VI	2010-12-21 – 2010-12-26	6 дней (повреждение баллона)

В разных полетах спектрометр имел различную конфигурацию, причем использовались два основных типа компоновки прибора: с детектором переходного излучения (TRD) и без него. Детектор TRD был в полете CREAM-I и планируется для полета CREAM-VII, в полетах CREAM-II – CREAM-VI детектора TRD не было<sup>1</sup>. Схема спектрометра в разных полетах CREAM показана на рис. 10.1. Детали устройства, калибровки спектрометра CREAM и методы обработки данных рассмотрены в ряде статей коллаборации CREAM, в частности, с особенностями разных конфигураций можно ознакомиться по статьям: CREAM-I [324], CREAM-II [317], CREAM-III,IV[325], CREAM-V,IV [326], CREAM-VII [323]. Помимо этих статей еще есть более ранние статьи с описанием проекта, а также ряд более специальных публикаций, описывающих отдельные подсистемы спектрометра. Ссылки на эти работы имеются в процитированных выше статьях.

Основу спектрометра CREAM составляет калориметр (CAL, рис. 10.1), с двумя слоями графитовой мишени над ним. В этом отношении спектрометр CREAM похож на ATIC. Размер калориметра CREAM также близок таковому для спектрометра ATIC:  $50 \times 50 \times 10 \text{ см}^3$ , толщина 20 радиационных единиц. Однако, калориметр CREAM не является полностью активным, в отличие от калориметра ATIC, и представлен 20 слоями вольфрама, каждый 0.35 см толщиной, между которыми располагаются слои сцинтилляционных файберов для измерения сигнала ионизации. Использование плотного материала – вольфрама позволило сделать калориметр более тонким (в геометрическом смысле, не в смысле длин пробегов), чем в спектрометре ATIC, что несколько увеличивает геометрический фактор. Калориметр спектрометра CREAM является тонким (в смысле длин пробегов) для всех ядер, поэтому, как и для калориметра ATIC, разрешение составляет величину масштаба 30-50% (зависит от энергии и типа ядра) и для получения энергетического спектра падающих частиц по спектру энерговыделений должна быть решена обратная задача – деконволюция спектра энерговыделений. Для проведения такой деконволюции в эксперименте CREAM применяется итеративная процедура, описанная в

<sup>1</sup> В описании конфигурации инструмента CREAM-II в статье [317] детектор TRD не упоминается и на схеме не показан, но в статье [323] говорится, что черенковский детектор занимал место детектора TRD только начиная с CREAM-III. Возможно, детектор TRD входил в CREAM-II, но не использовался.

статье [265]. Аппаратная функция для проведения этой процедуры вычисляется путем численной симуляции регистрации частиц спектрометром.

Спектрометр CREAM имеет два основных детектора заряда – кремниевую матрицу (SCD, Silicon Charge Detector, рис. 10.1) и быстрый сцинтилляционный зарядовый детектор (TCD, Timing Charge Detector).

Кремниевая матрица SCD, использованная в спектрометре CREAM, очень похожа на матрицу спектрометра ATIC, имея кремниевые пиксели немного меньшего размера ( $1.55 \times 1.35 \text{ см}^2$  против  $1.945 \times 1.475 \text{ см}^2$  в спектрометре ATIC). В конфигурации CREAM-I был только один слой кремниевых детекторов, располагающийся на высоте 25 см над поверхностью калориметра, но со временем роль кремниевой матрицы возрас-tала: в конфигурации CREAM-II было уже два одинаковых слоя кремниевых матриц, располагающихся там же, где в CREAM-I был только один, а в конфигурацию CREAM-VII включен еще один дополнительный слой, располагающийся в самой верхней части прибора (SCD-L, Silicon Charge Detector - Large, рис. 10.1).

Сцинтилляционный детектор TCD во всех конфигурациях прибора располагается в верхней части спектрометра и, давая информацию о заряде частицы по ее ионизационным потерям, обладает к тому же очень малым временем срабатывания, что позволяет отделить сигнал первичной частицы от сигнала обратных токов калориметра, которые могут появиться не ранее чем через 3 нс после прохождения частицы через детектор TCD. Это свойство детектора TCD позволяет эффективно бороться с искажением измеренных значений зарядов обратными токами из калориметра. Достигнутое зарядовое разрешение (в терминах стандартных отклонений для зарядовых линий гауссовой формы) составляет около  $0.2e$  для двойной кремниевой матрицы и около  $0.16e$  для усреднения заряда по результатам детекторов TCD и SCD. Достигнутое зарядовое разрешение иллюстрируется на рис. 10.2.

Помимо калориметра, для определения энергии частицы, точнее – ее Лоренц-фактора  $\gamma$ , в спектрометре CREAM может использоваться детектор переходного излучения TRD (CREAM-I и CREAM-VII). Детектор TRD может использоваться как вспомогательное устройство для проведения перекрестной проверки и калибровки измерения энергии, но может использоваться и в качестве основного устройства, как это было сделано в работе [327]. Детектор TRD состоит из нескольких слоев вспененного полиэтилена, прослоенных трубками газовых пропорциональных счетчиков. На рис. 10.3 показана зависимость сигнала детектора TRD спектрометра CREAM от Лоренц-фактора частицы [327]. Если говорить только об ультраквазивиристских частицах ( $\gamma \gtrsim 10$ ), то калибровочная кривая

состоит из двух существенно различных рабочих участков. Участок пропорционального роста сигнала TRD в зависимости от  $\lg \gamma$  при  $\lg \gamma < 3$  связан с сигналом ионизации от самой первичной частицы в пропорциональных счетчиках (не с переходным излучением), и рост этого сигнала связан с релятивистским логарифмическим ростом ионизации. Участок более крутого роста при  $\lg \gamma > 3$  отвечает включению процесса генерации переходного излучения в полиэтиленовых радиаторах, и представляет сумму двух вкладов: сигнала ионизации первичной частицы и сигнала рентгеновских квантов переходного излучения. На высокоэнергетическом участке калибровочной кривой энергетическое разрешение выше, так как калибровочная кривая круче, но измерение энергии возможно при всех  $\gamma \gtrsim 10$ .

Помимо перечисленных выше детекторов, в зависимости от конфигурации прибора, в спектрометр CREAM входит еще некоторое количество вспомогательных детекторов. Основным назначением черенковского детектора CD (рис. 10.1), который присутствует во всех конфигурациях, является генерация вето-сигнала на тот случай, если спектрометр пересекает нерелятивистская частица, каких очень много вблизи Южного полюса, где проводятся измерения. Это позволяет снизить частоту регистрации событий до приемлемого для спектрометра CREAM уровня  $< 30$  Гц. Черенковский детектор можно использовать также как еще один вспомогательный детектор заряда и для определения Лоренц-фактора частиц при относительно небольших энергиях. В спектрометр также входит от одного до четырех, в зависимости от конфигурации, двухслойных сцинтилляционных гадоскопов на основе файберов. Гадоскоп S3, расположенный непосредственно над калориметром, фиксирует начало движения частиц обратного тока в сторону кремниевых матриц и далее по направлению к быстрому детектору заряда TCD. Гадоскопы S0–S2, если присутствуют, используются для реконструкции траектории частицы.

Несмотря на то, что спектрометр CREAM совершил уже 6 успешных полетов, пока опубликованы лишь некоторые результаты, относящиеся только к первым трем полетам. В работе [327] измерены относительные интенсивности B/C, N/O и C/O по полету CREAM-I (имеются табличные данные), причем для измерения энергии использовалась комбинация детекторов CD и TRD, калориметр не использовался. В статье [328] приведены результаты измерения спектров протонов и ядер гелия по данным CREAM-I (калориметрическое измерение энергии, имеются табличные данные). В статье [317] приводятся результаты измерений абсолютных спектров C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe по полету CREAM-II (имеются табличные данные). В докладе [329] опубликованы предварительные данные для спектров протонов и гелия по полету CREAM-III, публикации окончательных ре-

зультатов пока нет. В статье [330], на основе результатов CREAM-I и CREAM-II, обсуждается универсальное уложение спектров обильных ядер ( $p$ , He, C, O, Ne, Mg, Si, Fe) при энергии  $\sim 200$  ГэВ/нукл, наблюдаемое в эксперименте CREAM. В статье [323] дан обзор основных экспериментальных результатов CREAM, опубликованных к настоящему времени.

### 10.1.2 TRACER

Основной целью эксперимента TRACER (Transition Radiation Array for Cosmic Energetic Radiation) является прямое измерение энергетических спектров ядер тяжелее гелия до возможно более высоких энергий – порядка 10 ТэВ на нуклон. Так как TRACER является баллонным спектрометром, а для решения поставленной задачи должна быть обеспечена экспозиция как минимум порядка десятка  $m^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{дней}$ , то прибор должен быть очень светосильным. Достижение высокой светосилы при минимальном весе спектрометра, при сохранении широкого диапазона изучаемых энергий и высоком зарядовом разрешении – является главной особенностью эксперимента TRACER. Задача была решена за счет использования методики измерения энергии частиц, основанной на комбинации черенковских и ионизационных детекторов вместе с детектором переходного излучения. Таким образом, прибор использует исключительно электромагнитное взаимодействие для регистрации частиц, ядерное взаимодействие не только не используется, но и нежелательно (события с ядерным взаимодействием являются фоном). При весе аппарата в 2.7 тонн его геометрический фактор составил примерно  $5 \text{ m}^2 \cdot \text{стер}$ . Такого результата невозможно было бы добиться для спектрометра, основанного на использовании тонкого калориметра или для магнитного спектрометра – вес прибора получился бы слишком большим для баллонного эксперимента. При разработке и создании спектрометра TRACER в полной мере был использован опыт работы со спектрометром CRN [267, 268, 265, 266, 5, 269], также основанном на использовании детектора переходного излучения, так что эксперимент TRACER вполне может считаться прямым потомком космического эксперимента CRN. Однако геометрический фактор TRACER более чем в пять раз превышает таковой для CRN (см. раздел 1.5.3, стр. 67).

Основные концепции спектрометра TRACER и полеты хорошо представлены в докладе [331]. Спектрометр TRACER совершил 3 полета: первый пробный однодневный полет со станции Форт Саммер, Нью-Мексико в 1999 г., второй полет длительностью две недели вокруг Южного полюса со станции Мак-Мёрдо в 2003 г. (первый длительный полет, TRACER-LDB1), и третий полет длительностью 5 дней со станции в Кируне

(Швеция) в 2006 г (второй длительный полет, TRACER-LDB2). Результаты полета 1999 г. опубликованы в статье [332], полета LDB1 – в статьях [306] (предварительные результаты) и [316, 333, 334], полета LDB2 – [312, 335, 313, 336]. В третьем полете конфигурация спектрометра была немного изменена по сравнению с первыми двумя полетами. На рис. 10.4 показана схема спектрометра, соответствующего второму длительному полету (TRACER-LDB2). В первых двух полетах конструкция была, в принципе, такой же, но отсутствовал верхний черенковский счетчик, кроме того, для полета LDB2 была улучшена электроника и оптимизирована конструкция газоразрядных счетчиков  $dE/dx$ . Добавление верхнего черенковского счетчика позволило улучшить зарядовое и энергетическое разрешение прибора и продвинуться в область более низких зарядов. В первых двух полетах спектры измерялись начиная с ядра кислорода, в полете TRACER-LDB2 – начиная с бора. При описании спектрометра будем иметь в виду конфигурацию TRACER-LDB2.

С наибольшей полнотой конструкция прибора и методика анализа результатов описаны в статьях [316] (TRACER-LDB1) и [313] (TRACER-LDB2). Для измерения зарядов ядер используются две пары детекторов (черенковский счетчик + сцинтиляционный детектор) – в верхней и нижней части прибора. Для каждой пары счетчиков каждому ядру соответствует траектория на плоскости (сигнал сцинтиллятора – сигнал черенковского счетчика), по которой и определяется заряд (см. рис. 10.5, левая панель). Заряд определяется отдельно по верхней паре детекторов и по нижней паре детекторов. В случае соответствия сигналов в пределах статистических флуктуаций найденный заряд определяется как среднее. Совместное двухмерное зарядовое распределение для нижней и верхней пар детекторов показано на рис. 10.5, правая панель. Достигнутое зарядовое разрешение меняется от  $0.25e$  для бора до  $0.5e$  для ядер железа.

Измерение энергии проводится в области энергий, перекрывающей более четырех порядков величины, и достигается путем комбинирования энергетических откликов нескольких детекторов: черенковского, газовых пропорциональных трубок  $dE/dx$ , и детектора переходного излучения (см. рис. 10.4). На рис. 10.6 показаны энергетические отклики черенковского детектора, массива пропорциональных счетчиков  $dE/dx$  и детектора переходного излучения (TRD). Сигнал снимается с черенковских детекторов и пропорциональных счетчиков. Пропорциональные счетчики, размещенные внутри массива TRD, дают чистый сигнал  $dE/dx$  для частиц с Лоренц-фактором  $\gamma < 400$  и сумму сигнала  $dE/dx$  и TRD для более быстрых частиц. Пропорциональные счетчики, расположенные в верхней части прибора, всегда дают чистый сигнал  $dE/dx$ . При регистрации низкоэнергетических частиц возникает неоднозначность в показании  $dE/dx$  детекторов, которая

разрешается с использование сигнала черенковского детектора. Энергетическое разрешение черенковского детектора (используемого для  $\gamma < 10$ ) и детектора TRD (для  $\gamma > 400$ ) довольно высокое: 6% и 15% соответственно. В диапазоне скоростей  $10 < \gamma < 400$  для измерения энергии используется релятивистский рост потерь энергии заряженной частицей в газе. Хотя этот рост довольно медленный и статистические флуктуации ионизации сильно ухудшают разрешение, особенно для легких элементов, в эксперименте TRACER-LDB2 путем оптимизации состава газовой смеси пропорциональных счетчиков удалось добиться разрешения от приблизительно 65% для  $Z = 5$  до 40% для  $Z = 26$ , что позволило включить в измерения все ядра от бора до железа. В эксперименте TRACER-LDB1 измерения начинались только с ядра кислорода из-за недостаточного энергетического разрешения для более легких ядер.

Эксперимент TRACER к настоящему времени дал результаты по абсолютным энергетическим спектрам обильных четных ядер от углерода до железа ( $C, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe$ ) [316, 313, 336], для абсолютного спектра вторичного ядра – бора, и по отношению B/C [335, 313]. Было опубликовано несколько статей, специально посвященных, в основном, обсуждению результатов TRACER [307, 337, 334, 336].

### 10.1.3 PAMELA

PAMELA (a Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) представляет собой спектрометр космического базирования с очень широким спектром задач (см. рис. 10.7, [84]). Одной из возможностей является измерение спектров легких ядер (от протонов до углерода включительно), и данные именно этого типа могут быть сопоставлены с результатами эксперимента ATIC, рассматриваемыми в данной диссертации<sup>2</sup>.

Прибор PAMELA подробно описан в ряде статей, напр. [84, 338]. Спектрометр является комбинированным магнитно-калориметрическим инструментом. Основой спектрометра является постоянный магнит с трекером, создающий однородное горизонтальное магнитное поле напряженностью 4.3 кГс. Высота магнита 44.5 см, трекер представлен шестью эквидистантными слоями микрострипов кремниевого детектора. Магнит измеряет магнитную жесткость частицы и определяет знак заряда. Максимальная измеряемая магнитная жесткость составляет 1.2 ТВ. Геометрический фактор инструмента (для магнитных измерений) определяется преимущественно апертурой магнита и составляет  $21.5 \text{ см}^2\text{стер}$ .

---

<sup>2</sup>PAMELA и ATIC измеряют также спектры электронов космических лучей, но этот круг вопросов не входит в настоящую диссертацию.

Система, состоящая из шести слоев пластиковых сцинтилляторов, организованных в три двойные плоскости S1, S2 и S3, запускает триггеры событий, используется как времяпролетная система и измеряет ионизационные потери  $dE/dx$ . Времяпролетная система позволяет защититься от альбедных частиц, а измерение  $dE/dx$  сцинтилляторами дает основной способ измерения зарядов (зарядовую информацию дают также микрострипсы трекера и верхний слой детекторов в калориметре).

Калориметр в спектрометре PAMELA используется, во-первых, для отделения электронов и позитронов от антипротонов и протонов по форме развития электромагнитного каскада, и, во-вторых, дает еще один способ определения энергии частиц. Калориметр состоит из 22 слоев поглотителя из вольфрама и 44 кремниевых плоскостей, каждая из которых состоит из девяти кремниевых сенсоров размером  $8 \text{ см}^2$  каждый. Толщина калориметра составляет 16.3 радиационных единиц или 0.6 ядерных длин пробега для протона. Для протонов и других ядер калориметр является тонким, при этом над калориметром отсутствует специальная мишень из легкого материала типа графитовой мишени спектрометров ATIC и CREAM для более раннего начала ядерного каскада, поэтому восстановление первичных энергетических спектров ядер с таким калориметром является довольно трудной задачей. Тем не менее, в статье [339] было продемонстрировано, что эта задача может быть решена.

В нижней части прибора находится нейтронный детектор, который должен помочь отличать лептонную компоненту космических лучей от адронной. Спектрометр окружен несколькими детекторами антисовпадений, помогающими снизить фон.

Спектрометр PAMELA установлен на борту спутника Ресурс-ДК1, который был выведен на околополярную ( $70^\circ$ ) эллиптическую орбиту (высота 350–600 км) 15-го июня 2006 г. PAMELA проводит измерения со времени запуска до настоящего времени (осень 2013 г.). К основным результатам спектрометра PAMELA, которые можно сопоставить с результатами ATIC о ядерной компоненте космических лучей, относятся измерение спектров протонов и гелия по магнитной методике [340] и с помощью калориметра [339, 341, 342], абсолютные спектры бора и углерода [343] и отношение B/C [344]. Эксперимент PAMELA дал также множество других результатов, имеющих отношение к лептонной компоненте космических лучей, изотопному составу легких элементов, физике радиационных поясов, солнечной физике и др. Обзоры результатов PAMELA даны в статьях [338, 345].

#### 10.1.4 BESS-Polar

Баллонный магнитный спектрометр BESS (Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer) в различных модификациях совершил к настоящему времени уже 11 полетов. Первые 9 полетов были выполнены до полета ATIC-2, и были рассмотрены в литературном обзоре в главе 1 (раздел 1.4.1). Два последних полета BESS 2004 и 2007 гг. состоялись вокруг Южного полюса и известны как BESS-Polar-I и BESS-Polar-II (продолжительностью 8.5 и 24.5 суток соответственно). Результаты этих двух последних полетов начали публиковаться начиная с 2008 г. Хотя основным назначением эксперимента BESS является поиск антиматерии в космических лучах в различных ее видах, но эксперимент способен давать также прецизионную информацию о спектрах некоторых ядер, что имеет прямое отношение к теме данной диссертации.

Эксперименты BESS-Polar принадлежат третьему поколению спектрометров BESS [346]. К первому поколению принадлежат эксперименты BESS-1993–BESS-1998, второе поколение представлено экспериментом BESS-TeV (2002). Все спектрометры BESS наследуют общую структуру инструмента с некоторыми существенными особенностями в каждом из поколений. Конструкция спектрометров BESS описана во многих статьях, в частности, одно из последних описаний общих особенностей конструкции спектрометра и отдельных поколений дано в работе [346], где имеются ссылки на более ранние технические статьи. Специально описанию спектрометров BESS-Polar посвящены статьи [347, 348]. Схемы спектрометра BESS для различных поколений инструмента показаны на рис. 10.8.

Основой спектрометра является сверхпроводящий соленоид, создающий однородное горизонтальное магнитное поле напряженностью около 10 кГс. Основной конструктивной особенностью магнита являются очень тонкие стенки ( $4.5\text{--}2.2 \text{ г}/\text{см}^2/\text{стенку}$ , в зависимости от конфигурации), включая и толщину криостата, что и позволило расположить магнит горизонтально. Для реконструкции траекторий частиц в магнитном поле используется система проволочных дрейфовых камер, расположенных в разных частях спектрометра (внутри магнита, рядом со стенками, над и под магнитом – JET, IDC (или Inner DC), ODC, см. рис. 10.8). Пространственное разрешение трекеров составляло 100–200 мкм, в зависимости от конфигурации прибора. Спектрометр имеет времязапорную систему (TOF, рис. 10.8), основанную на системе пластиковых сцинтилляторов, которая позволяет разделять частицы по массе при не слишком больших энергиях. Сцинтилляторы дают также информацию об ионизационных потерях  $dE/dx$ , которая используется для определения абсолютной величины заряда частицы. Начиная с BESS-1997 в спектро-

метр входит черенковский счетчик на основе аэрогеля, который используется, преимущественно, для сокращения  $e^-/\mu^-$ -фона при измерении спектра антiproтонов. Особенностью конструкции BESS-TeV являются дополнительные дрейфовые трекеры ODC над и под магнитом, что позволило более точно восстанавливать траекторию при больших энергиях и достичь предельной измеримой магнитной жесткости в 1 ТВ, против не более, чем 200 ГВ в других конфигурациях. Особенность конструкции BESS-Polar связана с задачей измерения потока антiproтонов при предельно низких энергиях (до 150 МэВ). Для этого, по сравнению с предыдущими конфигурациями, пришлось вдвое уменьшить толщину стенок магнита, которая для BESS-Polar составляет  $2.2 \text{ г}/\text{см}^2$ /стенку. Кроме того, в конфигурации BESS-Polar, с учетом перспективы длительного полета вокруг Южного полюса<sup>3</sup>, для обеспечения питания аппаратуры используются солнечные батареи вместо литиевых элементов в предыдущих полетах.

На конференции ICRC 2013 г. в Рио-де-Жанейро среди прочих результатов были представлены предварительные результаты BESS-Polar-I и II, относящиеся к спектрам протонов и гелия, измеренным до значений магнитной жесткости немногим больше 100 ГВ с очень высокой статистикой. Эти результаты могут быть сопоставлены с результатами ATIC. Эти данные BESS-Polar пока не опубликованы, и будут представлены здесь на основе презентации доклада на этой конференции, которая находится в интернете в прямом доступе [349]. Там же находится и предварительная версия соответствующей конференционной статьи.

### 10.1.5 AMS-02

Основным назначением магнитного спектрометра AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) является поиск и изучение antimатерии в космических лучах, но, будучи универсальным прибором, он позволяет решать гораздо более широкий круг задач, включая измерение спектров отдельных ядер. Спектрометр AMS является космическим прибором, и в первой, упрощенной, конфигурации он совершил недельный полет на борту шаттла Discovery в июне 1998 г (AMS-01). Результаты этой первой, испытательной, миссии были рассмотрены нами в обзоре литературы в главе 1, стр. 31, и уже сопоставлялись со спектрами протонов и гелия, измеренными спектрометром ATIC (рис. 7.2–7.4). Спектрометр AMS-02 был установлен на борту международной космической станции 19 мая 2011 г., приступил к измерениям с момента установки и предназначен для выполнения очень длительной космической миссии ( $\sim 20$  лет).

---

<sup>3</sup>Первые девять полетов BESS имели продолжительность около суток каждый.

По своей конструкции спектрометр AMS-02 очень похож на космический спектрометр PAMELA (см. раздел 10.1.3). Как и в PAMELA, основой AMS-02 является магнитный спектрометр на основе постоянного магнита (причем, магниты имеют очень близкую конструкцию) и электромагнитный калориметр, но спектрометр AMS намного крупнее, обладает большей светосилой, и имеет ряд дополнительных систем детекторов и счетчиков, которые позволяют обеспечить высокую избыточность получаемой научной информации и осуществить перекрестный контроль функционирования аппаратуры в полете. По первоначальному проекту AMS-02 должен был быть построен на основе сверхпроводящего магнита (см. [350] и цитированные там более ранние технические статьи), но, по техническим причинам, в спектрометре AMS-02 пришлось использовать постоянный магнит, как и в пробном полете AMS-01. Использование постоянного магнита имеет свои минусы и плюсы: с одной стороны, это означает в несколько раз более слабое магнитное поле и более низкий верхний предел измеримых магнитных жесткостей частиц, но, с другой стороны, это обеспечивает более долгую жизнь прибора и позволит набрать очень высокую статистику, достигнув огромной точности измерений, однако при более низких энергиях. Конструкция прибора AMS-02 в реальной полетной конфигурации (с постоянным магнитом) детально описана в статье [351] и более кратко – в [352].

Схема спектрометра показана на рис. 10.9. Постоянный магнит спектрометра AMS-02 имеет высоту 0.8 м и внутренний диаметр 1.1 м при напряженности горизонтального магнитного поля 1.4 кГс вблизи центра магнита. Внутри магнита поле близко к однородному, вне магнита оно быстро затухает. Вместе с используемой системой трекеров магнит обеспечивает предельную величину измеримой магнитной жесткости 2 ТВ. Трекер представлен девятью плоскостями кремниевых детекторов, причем плоскости 3-4, 5-6, 7-8 попарно представляют двусторонние кремниевые детекторы, а плоскости 1, 2 и 9 являются односторонними детекторами. С использованием системы алюминиевых стриповых электродов трекеры обеспечивают измерение координат частицы в направлении изгиба траектории магнитным полем с разрешением 10 мкм, при этом положение самих трекеров в этом же направлении стабилизировано с точностью около 3 мкм. Трекеры также позволяют измерять заряд первичной частицы с разрешением  $0.06e$  при  $Z = 1$ .

Координатно-чувствительный калориметр ECAL представлен многослойной структурой, состоящей из 98 слоев свинца и около 50000 сцинтилляционных файберов по 1 мм в диаметре, с активной площадью  $64.8 \times 64.8 \text{ см}^2$ , толщиной 16.7 см, что соответствует 17 радиационным единицам. Калориметр может, во-первых, использоваться для независимого от магнитного спектрометра определения энергии частиц (для адронов калориметр

является тонким), во-вторых он используется для построения классификатора, позволяющего по форме каскада в калориметре различать лептоны и адроны. При совместном использовании магнитного спектрометра и калориметра AMS-02 имеет геометрический фактор около  $600 \text{ см}^2\text{стэр}$  (в 30 раз больше, чем у PAMELA, но примерно 2.5 раз меньше, чем у ATIC).

Времяпролетная система TOF состоит из двух двухслойных плоских сцинтилляционных детекторов, расположенных над и под магнитом. Для скоростей  $\beta \sim 1$  TOF позволяет измерять скорость частиц с точностью 4% для однозарядных частиц, которая возрастает до 1% для частиц зарядом  $Z = 5$  и больше. Одновременное срабатывание всех четырех плоскостей TOF генерирует триггер события, знак измеренной скорости позволяет различать частицы, двигающиеся в прямом и обратном направлениях. Помимо этого TOF измерят ионизационные потери  $dE/dx$ , что дает независимое от трекера (и других детекторов) значение заряда частицы с точностью  $0.05e$  для  $Z = 1$ .

Еще одной системой детекторов, дающих независимую информацию о заряде частицы, является детектор переходного излучения TRD. Кроме того, TRD используется для построения независимого от калориметра ECAL классификатора для сепарации лептонов и адронов. Детектор TRD состоит из 5248 трубок газовых пропорциональных счетчиков по 6 мм диаметром, расположенных слоями вместе с 22 мм-слоями волоконного радиатора (LRP375) плотностью  $0.06 \text{ г}/\text{см}^3$ . Всего имеется 20 таких слоев, часть из которых содержит трубы счетчиков, ориентированных вдоль оси  $X$ , а часть – вдоль оси  $Y$ .

Наконец, детектором, который может давать информацию одновременно о заряде и скорости частицы, является кольцевой черенковский детектор (RICH). Он состоит из двух неперекрывающихся диэлектрических радиаторов. Один расположен в центре, с коэффициентом преломления  $n = 1.33$ , он соответствует порогу  $\beta > 0.75$ . Он окружен радиатором с  $n = 1.05$ , что соответствует порогу  $\beta > 0.95$ . Черенковские фотоны регистрируются матрицей из 10880 фотодетекторов, расположенных с эффективной гранулярностью  $8.5 \times 8.5 \text{ мм}^2$ . Скорость определяется по углу раствора конуса черенковских фотонов с точностью  $\Delta\beta = 0.001$ , по числу фотонов уверенно разрешаются заряды ядер от гелия до меди (рис. 10.10). По найденной скорости и заряду частицы с помощью детектора RICH может быть определена ее масса, поэтому еще одна перспективная задача для RICH-детектора – анализ изотопного состава космических лучей. Заметим, что еще одним независимым способом определения заряда частиц является использование для этой цели самого верхнего слоя сцинтилляторов калориметра ECAL. Таким образом определение заряда в спектрометре AMS-02 является многократно избыточным, что должно

обеспечить высокую надежность измерения заряда.

На момент написания диссертации (октябрь 2013 г.) коллаборация AMS-02 опубликовала только одну статью [352], в которой представлены результаты измерений доли позитронов в полном потоке лептонов космических лучей по первым 18 месяцам измерений на борту МКС. Однако на 33-й Международной конференции по космическим лучам в июле 2013 в Рио-де-Жанейро было представлено уже 7 научных докладов от коллаборации AMS-02 (не считая обзорного доклада руководителя коллаборации С. Тинга), среди которых были доклады с результатами измерений спектра протонов [353], спектра ядер гелия [354] и отношения потоков В/С [355] на основе данных тех же первых 18 месяцев работы спектрометра. Соответствующие статьи имеются в прямом доступе на сайте конференции, как указано в ссылках. Результаты AMS-02 будут рассмотрены по этим работам.

## 10.2 Различие наклонов спектров протонов и гелия

Вероятно, самым ярким и важным результатом эксперимента ATIC для адронной компоненты космических лучей является статистически надежный вывод о различии спектральных индексов протонов и гелия на величину около 0.1, который со всей определенностью впервые был сделан в 2004 г. в работе [22]. Насколько полно этот результат подтверждается современными экспериментами, последовавшими за экспериментом ATIC?

На рис. 10.11 спектры протонов и гелия (по жесткости) спектрометра ATIC сравниваются со спектрами современных магнитных спектрометров PAMELA (магнитная методика) [340], BESS-Polar-I,II [349], AMS-02 [353, 354]. Уже невооруженным глазом видно, что наклоны спектров протонов и гелия различаются во всех экспериментах. Более детальная картина состоит в следующем.

Спектры протонов и гелия, измеренные спектрометром ATIC, не являются степенными, поэтому аппроксимация этих спектров единственным степенным законом приводит только к очень приблизительной картине. Как уже отмечалось в главе 7, в этом приближении различие спектральных индексов протонов и гелия составляет величину около 0.12 (стр. 213). При аппроксимации спектров по участку 30ГВ–350ГВ эксперимент ATIC дает средние значения (ошибка только статистическая, здесь и ниже  $\Delta\gamma = \gamma_p - \gamma_{He}$ ):

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{ATIC}, 30\text{--}300) &= 2.777 \pm 0.006, \\ \gamma_{He}(\text{ATIC}, 30\text{--}300) &= 2.654 \pm 0.005, \\ \Delta\gamma(\text{ATIC}, 30\text{--}300) &= 0.123 \pm 0.008;\end{aligned}\tag{10.1}$$

и по участку 300ГВ–13000ГВ соответственно

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{ATIC}, 300\text{--}13000) &= 2.63 \pm 0.01, \\ \gamma_{He}(\text{ATIC}, 300\text{--}13000) &= 2.54 \pm 0.02 \\ \Delta\gamma(\text{ATIC}, 300\text{--}13000) &= 0.09 \pm 0.02.\end{aligned}\quad (10.2)$$

Видно, что спектры претерпевают излом  $\Delta\gamma \approx 0.1$  вблизи магнитной жесткости  $P \approx 300$  ГВ, но при этом на каждом из участков до излома и после него, отдельно, разница в наклонах спектров протонов и гелия существует и составляет около 0.1.

Спектры протонов и гелия, измеренные магнитным спектрометром в эксперименте PAMELA [340] (рис. 10.11) имеют существенно нестепенной характер, даже более выраженный чем в эксперименте ATIC. По этой причине со спектрами трудно связать определенные спектральные индексы. Это трудно сделать даже для отдельных участков спектров. Впрочем, на глаз различие средних наклонов спектров протонов и гелия в эксперименте достаточно очевидно, что и подтверждается результатом описания среднего поведения спектров единственным для каждого спектра степенным законом:

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{PAMELA}) &= 2.819 \pm 0.003, \\ \gamma_{He}(\text{PAMELA}) &= 2.731 \pm 0.005, \\ \Delta\gamma(\text{PAMELA}) &= 0.088 \pm 0.006.\end{aligned}\quad (10.3)$$

Ошибка имеет чисто статистическую природу, обработаны точки для жесткости выше 30 ГВ. Хотя этот результат весьма грубо описывает поведение спектров, измеренных прибором PAMELA, но различие средних наклонов спектров протонов и гелия подтверждается очень надежно.

В статьях BESS-Polar-I,II [349] и AMS-02 [353, 354] спектральные индексы не приводятся, но их можно получить по опубликованным спектрам. Ниже приводятся полученные индексы спектров для BESS-Polar и AMS-02, полученные по всем точкам спектров для жесткости больше 30 ГВ. Для BESS-Polar-I вычисления дают:

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{BESS-Polar-I}) &= 2.813 \pm 0.013, \\ \gamma_{He}(\text{BESS-Polar-I}) &= 2.706 \pm 0.011, \\ \Delta\gamma(\text{BESS-Polar-I}) &= 0.107 \pm 0.017;\end{aligned}\quad (10.4)$$

и для BESS-Polar-II

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{BESS-Polar-II}) &= 2.781 \pm 0.007, \\ \gamma_{He}(\text{BESS-Polar-II}) &= 2.700 \pm 0.006, \\ \Delta\gamma(\text{BESS-Polar-II}) &= 0.081 \pm 0.009.\end{aligned}\quad (10.5)$$

Ошибки (стандартные отклонения) в (10.4) и (10.5) определены апостериорным способом, по реальному разбросу данных, так как статистические ошибки для экспериментальных точек спектров в статье [349] не приведены. Ниже в некоторых других случаях тоже будут приводиться апостериорные ошибки, причем причина во всех случаях та же самая.

Видно, что BESS-Polar надежно подтверждает различие наклонов спектров протонов и гелия.

Для AMS-02 получаются следующие результаты (все точки с жесткостью больше 50 ГВ):

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{AMS-02}) &= 2.7806 \pm 0.0009, \\ \gamma_{He}(\text{AMS-02}) &= 2.6505 \pm 0.0008, \\ \Delta\gamma(\text{AMS-02}) &= 0.1301 \pm 0.0012.\end{aligned}\quad (10.6)$$

Ошибки определены апостериорным способом. Результаты AMS-02, как и результаты BESS-Polar, надежно, с очень высокой статистической значимостью, подтверждают различие наклонов спектров протонов и гелия.

На рис. 10.12 спектры протонов и ядер гелия, измеренные экспериментом ATIC, сравниваются с результатами современных калориметрических экспериментов: PAMELA (калориметр) [339, 341, 342], CREAM-I [328], CREAM-III (предварительные результаты) [329]. Хотя спектры, измеренные в разных экспериментах, не совсем совпадают друг с другом по абсолютной интенсивности, но характер поведения спектров во всех экспериментах довольно близок: все они уверенно показывают различие спектров протонов и гелия в доступной им области энергий.

Для спектров, измеренных калориметром PAMELA, во всех трех статьях [339, 341, 342] приводятся разные, хотя и близкие, значения спектральных индексов. Так, в диссертации [341] (где содержится наиболее детальная информация), для точек с энергиями больше 230 ГэВ/нукл получено

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{PAMELA,cal}, E_n > 230) &= 2.67 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.03(\text{syst.}), \\ \gamma_{He}(\text{PAMELA,cal}, E_n > 230) &= 2.48 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.}), \\ \Delta\gamma(\text{PAMELA,cal}, E_n > 230) &= 0.19 \pm 0.07(\text{stat.})\end{aligned}\quad (10.7)$$

Наша собственная аппроксимация для всех экспериментальных точек по табличным данным [341] калориметра PAMELA для спектра по магнитной жесткости дала значения

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{PAMELA,cal}) &= 2.61 \pm 0.04(\text{stat.+syst.}), \\ \gamma_{He}(\text{PAMELA,cal}) &= 2.44 \pm 0.06(\text{stat.+syst.}) \pm 0.05(\text{syst.}), \\ \Delta\gamma(\text{PAMELA,cal}) &= 0.17 \pm 0.08(\text{stat.+syst.})\end{aligned}\quad (10.8)$$

Значение ошибки для  $\Delta\gamma$  в (10.8) следует рассматривать как верхнее ограничение, так как при расчетах случайная и систематическая ошибка были учтены вместе (так устроены табличные данные [341]), но систематическая погрешность дает лишь малый вклад в ошибку величины  $\Delta\gamma$ . Данные (10.7) и (10.8) дают ясное указание на различие наклонов спектров протонов и гелия, хотя статистическая надежность результата не очень высока.

Авторы статьи [328] коллаборации CREAM пишут, что поведение спектров протонов и гелия, измеренных в эксперименте CREAM-I, совместимо со степенными законами, и

дают спектральные индексы по всем экспериментальным точкам для каждого спектра:

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{CREAM-I}) &= 2.66 \pm 0.02, \\ \gamma_{\text{He}}(\text{CREAM-I}) &= 2.58 \pm 0.02, \\ \Delta\gamma(\text{CREAM-I}) &= 0.08 \pm 0.03.\end{aligned}\quad (10.9)$$

Надо отметить, что некоторые указания на нестепенное поведение спектров протонов и гелия (укручение) при энергиях выше  $\approx 20$  ТэВ/нукл заметно уже в эксперименте CREAM-I, хотя и очень плохо статистически обеспечено, поэтому интерпретация спектров в терминах степенных функций действительно допустима. Однако, как видно из рис. 10.12, статистика эксперимента CREAM-III заметно лучше, и излом спектров существенно более заметен и лучше статистически обеспечен, чем для CREAM-I. В этом случае интерпретировать спектры в терминах единых степенных законов было бы уже неправильно. В статье [329] (CREAM-III) спектральные индексы для спектров протонов и гелия не приводятся. Мы аппроксимировали спектры протонов и гелия CREAM-III в терминах степенных зависимостей для жесткостей ниже точки визуально определяемого излома  $\approx 20$  ТВ (рис. 10.12) и получили спектральные индексы:

$$\begin{aligned}\gamma_p(\text{CREAM-III}) &= 2.613 \pm 0.007, \\ \gamma_{\text{He}}(\text{CREAM-III}) &= 2.461 \pm 0.005, \\ \Delta\gamma(\text{CREAM-III}) &= 0.152 \pm 0.009.\end{aligned}\quad (10.10)$$

Ошибки определены апостериорным способом. Результаты экспериментов CREAM-I и CREAM-III, (10.9) и (10.10) соответственно, с хорошей надежностью подтверждают результат ATIC о различии наклонов спектров протонов и гелия.

Таким образом, все современные эксперименты, которые смогли дать информацию о спектрах протонов и гелия космических лучей в области энергий приблизительно от 30 ГэВ до 20000 ГэВ на нуклон, однозначно подтверждают результат ATIC [22] о различии наклонов спектров. Детали явления должны исследоваться, так как помимо различия наклонов спектры, видимо, обладают сложным нестепенным поведением, но в настоящее время различие наклонов, которое в приблизительных терминах спектральных индексах составляет около  $\Delta\gamma \approx 0.1$ , должно считаться твердо установленным экспериментальным фактом, и должно объясняться теориями рождения и распространения космических лучей, которые претендуют на реалистичность.

### 10.3 Нестепенной характер спектров протонов и гелия

В докладе коллаборации ATIC 2005 г. [24] впервые было отмечено, что спектры протонов и гелия, измеренные в эксперименте ATIC, не могут быть описаны моделью leaky-box в

предположении степенного спектра в источниках и степенной зависимости длины утечки от энергии, но хорошо описываются моделью распространения со слабым доускорением Осборна и Птускина [63], которая приводит к нестепенному характеру эффективной длины утечки и нестепенному характеру наблюдаемых спектров. Нестепенной характер спектров выражается в существовании плавного прогиба с расположением спектров где-то в области энергий между 100 ГэВ и 1000 ГэВ. Как отмечалось в разделе 10.2, это расположение соответствует уменьшению спектрального индекса приблизительно на 0.1. Нестепенной характер спектров протонов и гелия затем подчеркивался в статье ATIC 2006 г. [315] и более поздних статьях коллаборации [28, 31, 36].

Нестепенной характер поведения спектров протонов и гелия был недвусмысленно подтвержден в эксперименте PAMELA [340] в измерениях с магнитным спектрометром, что хорошо видно на рис. 10.11. На рис. 10.13 воспроизведены оригинальные графики из статьи [340]. На рис. 10.13 виден резкий излом в спектрах протонов и гелия вблизи жесткости 240 ГВ. Наличие столь резкого излома не противоречит гладкому изгибу, наблюдаемому в спектрах ATIC, так как энергетическое разрешение калориметра ATIC не позволяет разрешить столь резкие особенности; ATIC должен наблюдать сглаженную картинку. В остальных отношениях особенность спектров, обнаруженная в эксперименте PAMELA, вполне аналогична нестепенному поведению, наблюдаемому в эксперименте ATIC.

Косвенное подтверждение наличию излома в спектрах протонов и гелия дают результаты CREAM, что отмечается в статьях этой коллаборации [330, 323]. Хотя порог спектров CREAM (около 1 ТэВ) лежит существенно выше ожидаемого излома спектров (200–300 ГВ), но спектральные индексы, измеренные в эксперименте CREAM (см. (10.9) и (10.10)), заметно ниже спектральных индексов, измеряемых магнитными спектрометрами при жесткостях до 100 ГВ. Это означает, что для того, чтобы результаты магнитных измерений могли быть согласованы с результатами CREAM, спектры где-то в промежутке между 100 и 1000 ГВ должны претерпеть излом с изменением спектрального индекса на 0.1–0.2.

Других подтверждений расположения спектров протонов и гелия в области между 100 и 1000 ГВ в настоящее время нет. Таким образом, три современных эксперимента – ATIC, PAMELA и CREAM – дают прямое (в двух случаях) или косвенное (CREAM) подтверждение существованию этого явления. До появления первых предварительных результатов AMS-02 для спектров протонов и гелия, представленных на Международной конференции по космическим лучам летом 2013 г., существование излома в спектрах протонов и гелия выглядело довольно хорошо обоснованным (три независимых эксперимента под-

тврждали существование). Однако по результатам AMS-02 спектры протонов и гелия имеют существенно степенной характер до жесткостей 1.4 ТВ для протонов и 2.3 ТВ для ядер гелия (см. рис. 10.11); никаких признаков нестепенного поведения в них не видно.

Не следует переоценивать значимость этих результатов, так как они имеют статус предварительных. Заметим, однако, что этот результат AMS-02 не только противоречит прямым результатам как минимум двух экспериментов (ATIC и PAMELA), но и не очень хорошо вписывается в общую картину, если учитывать всю совокупность имеющихся данных прямых экспериментов. Это иллюстрируется на рис. 10.14 в отношении спектра протонов (картина для спектра гелия аналогична). Как видно на рис. 10.14, экстраполяция степенного спектра, измеренного AMS-02, проходит существенно ниже довольно хорошо согласованного значения потока протонов вблизи 10 ТВ, даваемого всеми другими экспериментами, кроме RUNJOB. Эксперимент RUNJOB по потоку гелия тоже дал более низкое значение интенсивности, чем другие эксперименты (см. рис. 1.7, стр. 85). Если предположить, что в результатах RUNJOB имеется методический эффект, который приводит к заниженной интенсивности спектров для легких ядер, то следует признать, что экстраполяция степенного спектра протонов AMS-02 не может привести к правильной интенсивности вблизи жесткости  $\sim 10$  ТВ. Это может указывать на ошибку в данных AMS-02, но также отсюда может следовать, что спектр AMS-02 косвенно указывает на существование излома спектров протонов и гелия при существенно более высоких энергиях, чем это следует из результатов ATIC и PAMELA (противоречие с результатами ATIC и PAMELA при этом сохраняется). Если чисто степенной характер спектров протонов и гелия сохранится и в будущих измерениях AMS-02, то этот эксперимент не сможет внести ясность в вопрос о существовании уложения при более высоких энергиях, так как спектрометр AMS-02 уже практически исчерпал свой ресурс повышения предельной измеренной энергии – в дальнейшем может быть только улучшена статистическая (или методическая) надежность результата в уже исследованном диапазоне энергий.

Таким образом, хотя результат ATIC в отношении существования уложения спектров протонов и гелия между 100 ГэВ и 1000 ГэВ прямо подтвержден экспериментом PAMELA и косвенно – CREAM, полной ясности в отношении этого явления нет, при этом результаты миссии AMS-02 могут и не прояснить ситуацию. Очевидно, здесь требуются результаты спектрометров новых поколений, которые могли бы давать надежные данные в диапазоне энергий по крайней мере от десятков ГэВ до  $\sim 10$  ТэВ.

Еще одним типом нестепенного поведения, которое, возможно, наблюдается в спектрах протонов и гелия, измеренных в эксперименте ATIC, является резкое укручение

вблизи энергии 10–20 ТэВ на частицу (см. рис. 7.2, стр. 220). Однако в этой области спектров статистические ошибки велики, поэтому этот эффект в эксперименте ATIC нельзя считать статистически обеспеченным. В экспериментах CREAM-I и CREAM-III тоже имеется указание на такой обрыв спектров, однако тоже плохо статистически обеспеченное. Из рис. 10.14 видно (на примере спектров протонов), что поведение результатов эмульсионных экспериментов для области жесткостей выше 10 ТВ тоже хорошо согласовано с предположением, что при этих энергиях имеется укручение спектра протонов по сравнению с областью ниже 10 ТВ, но сам излом в этих спектрах, как правило, не виден<sup>4</sup>, и статистическая обеспеченность спектров невысока. С существованием укручения в спектре гелия данные эмульсионных экспериментов согласуются гораздо хуже (см. рис. 1.7). Таким образом, существование излома, по крайней мере в спектре протонов, в области энергий  $\sim 10$  ТэВ выглядит достаточно правдоподобно, но все данные пока не очень надежны и явление требует дальнейшего изучения в новых экспериментах.

## 10.4 Нестепенное поведение спектров обильных ядер тяжелее гелия

Нестепенное поведение спектров ядер тяжелее гелия как вполне достоверный и статистически значимый эффект было впервые отмечено в статье коллаборации ATIC 2006 г. [315] и затем в статье [28]. Явление надежнее всего наблюдалось в суммарном спектре всех ядер с зарядами  $Z > 3$  в терминах энергии на частицу, как резкое уложение спектра вблизи энергии 8–10 ТэВ (см. рис. 8.7, стр. 246). С меньшей достоверностью оно наблюдалось также и в спектрах групп ядер CNO, Ne-S,  $Z \geq 17$  и в спектрах отдельных ядер – C, O, Ne. В статьях [315, 28] было даже отмечено, что приблизительно степенной характер спектра всех частиц имеет в значительной степени случайное происхождение, так как спектр всех частиц получается как сумма сильно нестепенных компонент. По данным ATIC статьи [22] можно получить, что средняя атомная масса для ядер космических лучей для элементов от бора до железа (для энергий выше 100 ГэВ на частицу) составляет примерно 25, поэтому излому спектра всех частиц вблизи 8–10 ТэВ соответствует излом при энергии около 300–400 ГэВ на нуклон для каждого отдельного ядра.

---

<sup>4</sup>Кроме работы JACEE [193], данные которой не показаны на рис. 10.14, но есть на рис. 1.7, стр. 85. Здесь есть указание на укручение спектра при энергии около 30 ТэВ. С результатами большинства эмульсионных экспериментов согласуются также результаты калориметрического космического эксперимента СОКОЛ [169, 170] (см. рис. 1.9 и 1.5).

Эта величина подтверждается формой спектра всех ядер  $6 \leq Z \leq 26$  в терминах энергии на нуклон, полученной нами явно в работе [38] (см. рис. 9.2, стр. 273).

Данные, которые можно использовать для проверки существования у положения спектров в области энергий между 100 ГэВ/нукл и 1000 ГэВ/нукл для ядер тяжелее бора, из современных экспериментов (т.е. после ATIC) дали только TRACER и CREAM. При этом в результатах TRACER отклонений от степенного поведения спектров не обнаружено [316, 313], а в спектрах ядер эксперимента CREAM такое у положение имеется, чему была посвящена специальная статья этой коллегией [330].

Спектры тяжелых ядер, измеренные в экспериментах ATIC, TRACER и CREAM, сравниваются на рис. 9.14–9.16 (стр. 279 и далее). Можно отметить, что статистические ошибки точек TRACER при наивысших энергиях довольно велики, а в промежутке энергий 100–1000 ГэВ/нукл очень мало спектральных точек (всего лишь по одной для наиболее важных спектров С и О в эксперименте TRACER-LDB2). Поэтому, несмотря на совместимость с простым степенным законом, результаты TRACER, фактически, согласуются с результатами ATIC и CREAM в пределах статистических ошибок TRACER. На рис. 10.15 воспроизведен рисунок из статьи CREAM [330], иллюстрирующий излом в спектрах ядер. Видно, что, хотя по каждомуциальному ядру статистика невелика, тем не менее все ядра вместе демонстрируют согласованную картину излома. По оценке CREAM [330], излом спектров имеет место при энергии около 200 ГэВ/нукл. Статистической точности ATIC хватает только чтобы заключить, что излом располагается где-то между 100 ГэВ/нукл и 1000 ГэВ/нукл, скорее всего в области 300–400 ГэВ/нукл. Фактически, энергия излома, полученная в эксперименте CREAM, согласуется с результатами ATIC. Очевидно, что детали поведения спектров тяжелых ядер в предполагаемой области излома, как ее показывают ATIC и CREAM, требуют дальнейшего изучения.

## 10.5 Отношения B/C и N/O

Результаты измерений отношений потоков B/C, N/O и C/O экспериментом ATIC-2 были доложены в 2007 г. на Международной конференции по космическим лучам и опубликованы в 2008 г. в статье [30] (см. рис. 8.9, стр. 248). Никаких неожиданностей эти результаты не содержали, но был установлен новый рекорд 300 ГэВ/нукл для предельной энергии измерения отношения B/C и N/O. В действительности эти отношения были промерены до еще более высокой энергии  $\approx 600$  ГэВ/нукл, но последние точки не были опубликованы в статье [30] из-за большой статистической ошибки (но приведены на графиках рис. 8.9).

Рекорд, однако, продержался недолго, и через год был побит экспериментом CREAM-I [327] (1450 ГэВ/нукл).

На рис. 10.16 результаты ATIC для B/C, N/O и C/O сравниваются с данными современных экспериментов CREAM-I [327], TRACER-LDB2 [313], AMS-02 [355], PAMELA [344]. Показаны также точки HEAO-3-C2 [6], так как результаты этого эксперимента стали уже классическими и считаются довольно надежными.

Результаты ATIC для B/C в пределах ошибок совпадают со всеми другими результатами за исключением самой последней точки HEAO-3-C2, которая, правда, лежит не только ниже точки ATIC, но ниже и всех других экспериментов. Впрочем, статистические ошибки ATIC довольно велики, поэтому это совпадение само по себе не является сильным свидетельством надежности результатов ATIC. Помимо этого можно отметить очень хорошее соответствие данных экспериментов CREAM-I, TRACER и PAMELA. Данные HEAO-3-C2 при энергиях выше 10 ГэВ/нукл располагаются ниже всех других экспериментов, причем для эксперимента AMS-02 расхождение всюду превышает статистические погрешности обоих экспериментов.

Можно отметить очень хорошее соответствие ATIC и CREAM-I для N/O, причем результаты HEAO-2-C3 снова лежат немного ниже других данных. Другие современные эксперименты для отношения N/O не дали результатов.

Отношение C/O можно рассматривать как проверку экспериментальных методик на разумность, так как все модели предсказывают для отношения C/O кривую, близкую к горизонтали в широком диапазоне энергий (см. рис. 8.9, стр. 248). Эксперименты должны это подтверждать. Это действительно имеет место для всех обсуждаемых экспериментов, но данные ATIC, TRACER и HEAO-2-C3 находятся в хорошем согласии, а точки эксперимента CREAM-I между 10 и 100 ГэВ/нукл прошли несколько выше других экспериментов. Причина этого пока неизвестна.

В целом, результаты всех современных экспериментов, включая ATIC, находятся в хорошем или разумном соответствии относительно отношений B/C, N/O, C/O.

## 10.6 Излом в отношении тяжелых ядер S-Cr к ядру железа и изгиб в отношении тяжелых обильных ядер к ядру железа

Излом в отношении тяжелых ядер S-Cr (группа  $H^-$ ) к ядру железа (см гл. 9, рис. 9.4, рис. 9.5, стр. 274) является очень ярким эффектом, который не вписывается в стандартные модели происхождения и распространения космических лучей, поэтому потребность в проверке этого явления другими экспериментами очень велика. То, что аналогичный эффект наблюдался раньше в данных эксперимента НЕАО-3-С3 [261, 262, 7], мы уже отмечали в гл. 1, стр. 65, однако сами авторы эксперимента НЕАО-3-С3 отнеслись с недоверием к собственным результатам. Современные магнитные эксперименты PAMELA, BESS-Polar и AMS-02 пока совсем не дали сведений о тяжелых ядрах. К сожалению, данные по спектрам ядер области  $H^-$  эксперимента CREAM не публиковались, поэтому сопоставить отношение  $H^-$ /железо эксперимента CREAM с результатами ATIC пока невозможно. Некоторые данные, правда несколько косвенного характера, удается получить только из результатов эксперимента TRACER, на чем мы и остановимся в оставшейся части этого раздела.

Для эксперимента TRACER-LDB1 в статье [316] приведены табличные данные для спектров S, Ar, Ca, Fe. Хотя прямо отношения S/Fe, Ar/Fe, Ca/Fe коллаборацией TRACER не публиковались, они могут быть определены приблизительно по абсолютным спектрам S, Ar, Ca, Fe путем интерполяции измеренных потоков по энергии к одним энергетическим точкам, при которых и вычисляется отношение потоков. Отношение S+Ar+Ca/Fe эксперимента TRACER-LDB1, полученное интерполяцией экспериментальных потоков [316] по энергии, показано на рис. 10.17. Прямо получить отношение S+Ar+Ca/Fe в эксперименте ATIC невозможно из-за недостаточно высокого зарядового разрешения, поэтому невозможно и прямое сопоставление таких данных ATIC и TRACER. Можно, однако, сопоставить поведение отношения S+Ar+Ca/Fe эксперимента TRACER-LDB1 с отношением  $15.5 < Z < 20.5$ /Fe эксперимента ATIC, которое включает помимо ядер S, Ar, Ca также два малообильных нечетных ядра Cl, K. Видно, что поведение отношений похоже, включая излом отношений вблизи энергий 30–50 ГэВ/нукл с переходом к росту отношений вместо ожидаемого падения. Качественное согласие результатов TRACER и ATIC в области энергий примерно 5–300 ГэВ/нукл достаточно ясно. Подчеркнем, что точки TRACER на рис. 10.17 надо воспринимать с некоторой осторожностью.

ностью, так как они не представляют прямые результаты TRACER, но получены из прямых результатов с использованием интерполяции, которая всегда вносит некоторую неоднозначность в результат. Чрезвычайно желательно было бы в рамках эксперимента TRACER получение прямых данных этого типа.

Так как среди результатов TRACER есть энергетические спектры для всех обильных четных ядер от углерода до железа, то с использованием интерполяции экспериментальных спектров по энергии можно получить и отношения потоков для основных обильных ядер к потоку железа, несмотря на то, что спектры разных ядер измерены для разных энергетических точек. Так как в эксперименте TRACER-LDB2 энергетическое разрешение было лучше, чем в TRACER-LDB1, и, кроме того, в данных TRACER-LDB2 присутствует спектр углерода, отсутствующий в данных TRACER-LDB1, то сравнение с результатами ATIC лучше провести по результатам TRACER-LDB2. Для отношений C/Fe и O/Fe сравнение результатов ATIC и результатов TRACER-LDB2, полученных по табличным данным статьи [313] с использованием интерполяции, показано на рис. 10.18. Видно, что результаты находятся в очень хорошем качественном соответствии, и даже количественное различие невелико. Получение прямых данных C/Fe и O/Fe (а также и для других обильных ядер) в эксперименте TRACER чрезвычайно желательно. На рис. 10.19 показаны те же данные, что и на рис. 10.18, но для спектров по жесткости, а не для энергии на нуклон. Видно, что общий ход отношений с прогибом сохраняется, то есть прогиб отношений не является артефактом использования энергии на нуклон вместо магнитной жесткости.

## 10.7 Новейшие результаты PAMELA и AMS-02 для B/C и модель CGB

Необходимо сделать важное замечание в отношении последних результатов PAMELA [344] и AMS-02 [355] в для B/C. Модель CGB, развитая в разделе 9.5 (стр. 263) для описания обнаруженного в эксперименте ATIC излома в отношениях ядер  $16 \leq Z \leq 24$ /Fe не согласуется с этими новыми данными. Модель предсказывает излом отношения B/C вблизи энергии 50 ГэВ/нукл с переходом от падения отношения к росту, но это, очевидно, не наблюдается в новых высокоточных экспериментальных данных. Независимо от любых моделей, наблюдаемое различие в поведении отношения B/C и отношений тяжелых ядер, богатых вторичной компонентой, к ядру железа (например, Ti+V+Cr/Fe, рис. 9.19, стр. 282), является очень вызывающим, так как не видно простых механизмов,

которые могли бы привести к столь странному разлинию в поведениях этих отношений.

В то время, когда разрабатывалась модель, не было данных В/С с хорошей статистикой для энергий выше нескольких десятков ГэВ/нукл, а имеющиеся данные, особенно результат TRACER для В/С [313], вполне согласовывались с существованием излома в отношении В/С, аналогичного излому в отношениях  $16 \leq Z \leq 24/\text{Fe}$ . Поэтому использование модели CGB для объяснения излома было вполне оправданным. Но мы считаем, что до тех пор, пока не возникнет окончательной ясности как с экспериментальными результатами<sup>5</sup>, так и с их пониманием, рассмотренная в диссертации модель CGB не утратит своей актуальности, так в этой ситуации она, как минимум, сохраняет свое эвристическое значение и может в какой-то форме стать элементом более полного понимания.

## 10.8 О перспективах прямых методов исследования космических лучей

Результаты проведенного исследования показывают, что энергетические спектры протонно-ядерной компоненты космических лучей имеют множество тонких особенностей поведения, которые не вписываются в простую «стандартную» модель происхождения космических лучей. Многие из этих особенностей требуют значительно более детального исследования, чем удалось выполнить до сих пор, причем можно ожидать, что не все такие особенности до сих пор были обнаружены. Как показывают результаты эксперимента PAMELA [340] для спектров протонов и гелия, особенности поведения спектров могут иметь характер очень резких изломов (см. рис. 10.13). На это же косвенно указывают результаты эксперимента ATIC для изломов спектров протонов и гелия вблизи энергий 10-20 ТэВ (рис. 7.2, стр. 220), хотя результаты ATIC в отношении этих особенностей статистически ненадежны. Вся совокупность имеющихся данных показывает, что для того, чтобы надежно наблюдать и изучать подобные явления, необходимо обеспечить энергетическое разрешение прибора не хуже 15-20% в диапазоне энергий по крайней мере от 100 ГэВ до нескольких сотен ТэВ на частицу. Идеальным экспериментом для решения такой задачи могла бы стать длительная космическая миссия на основе толстого для ядерного взаимодействия и светосильного калориметра. Существенно, что для того,

---

<sup>5</sup>Результаты ATIC о существовании излома в отношениях  $16 \leq Z \leq 24/\text{Fe}$  должны быть проверены прямо другими экспериментами, а результаты PAMELA и AMS-02 для В/С должны получить статус окончательных.

что бы включить в анализ особенности спектров протонов и гелия вблизи 200 ГэВ/нукл, должен быть обеспечен достаточно низкий энергетический порог прибора. Это позволило бы решить и еще одну задачу. Так как толстый для ядерного взаимодействия калориметр будет означать и очень большую толщину калориметра в терминах радиационной единицы длины, то по продольному развитию электромагнитного каскада в таком калориметре будет очень легко отличать протоны от электронов (каскады от электронов будут полностью затухать внутри калориметра, причем гораздо раньше каскадов от протонов). Следовательно такой прибор позволил бы детально и с высокой надежностью исследовать тонкую структуру спектра электронов космических лучей, обнаруженную в эксперименте ATIC при энергиях выше 100 ГэВ [8, 9, 10, 11, 12, 13]. Прототипом для такого прибора мог бы послужить проект ОЛВЭ [356] или некоторое развитие этой идеи, при обеспечении достаточно низкого энергетического порога регистрации и достаточно большой толщины калориметра.

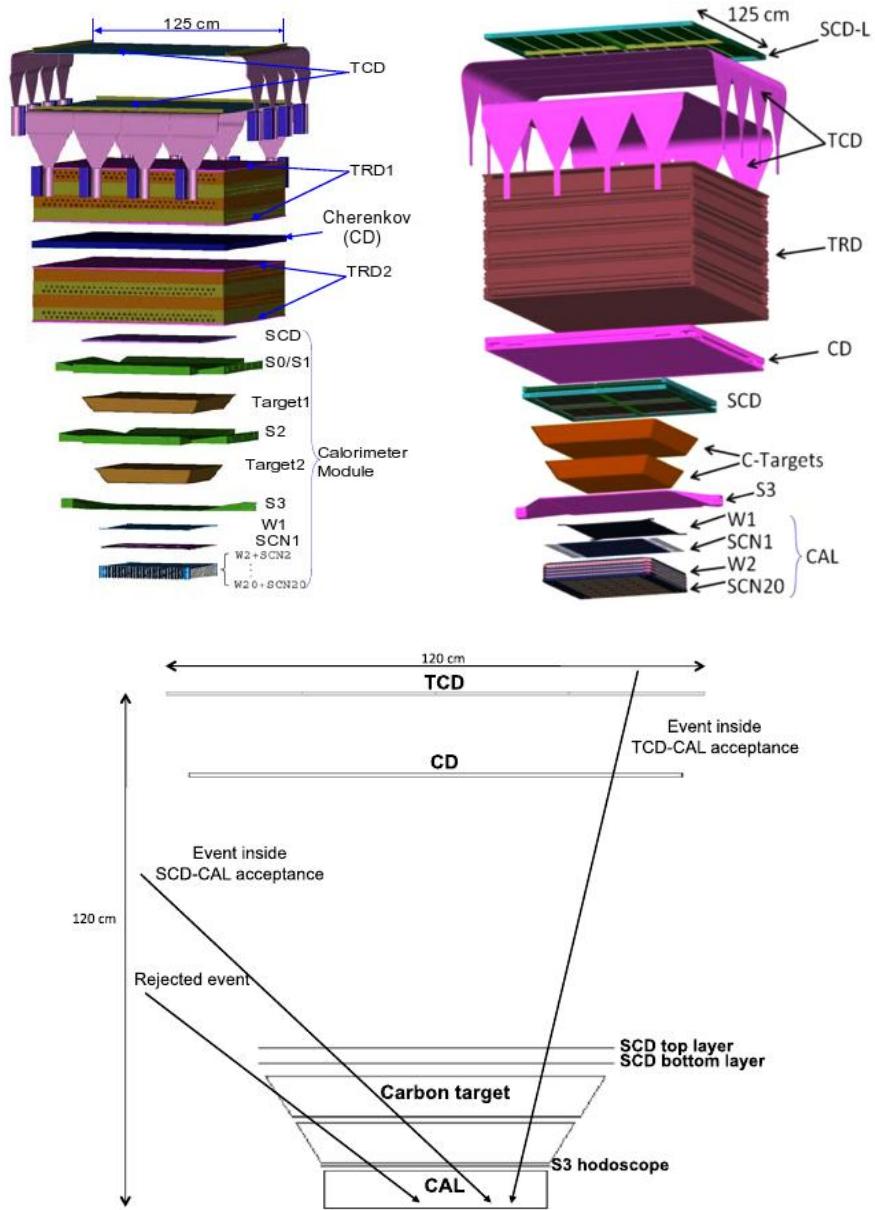


Рис. 10.1: Две верхние схемы – конфигурации спектрометра CREAM для полетов CREAM-I [324] (слева) и CREAM-VII [323] (справа) с детектором переходного излучения. Снизу – конфигурация спектрометра в полетах CREAM-II – CREAM-VI без детектора переходного излучения [317].

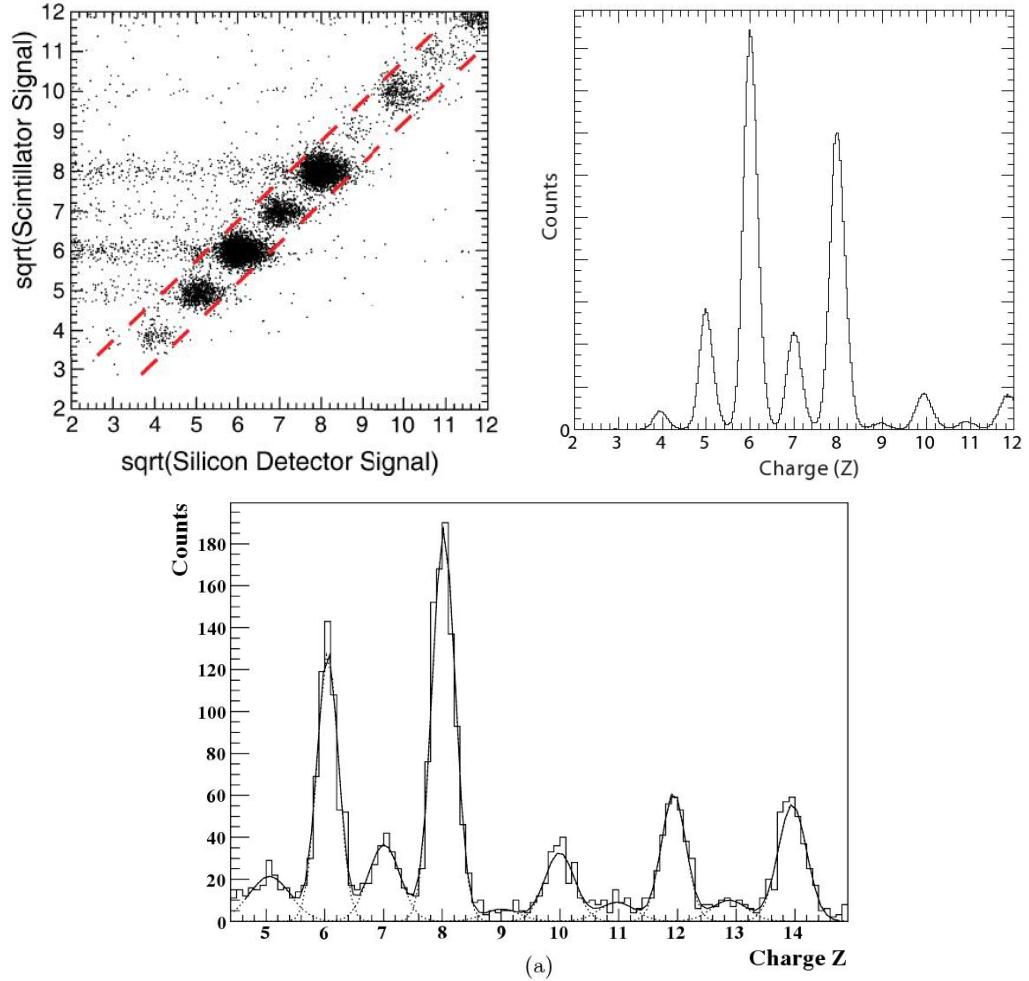


Рис. 10.2: Слева, сверху – заряд, измеренный кремниевой матрицей SCD и быстрым сцинтилляционным детектором TCD (CREAM-I). Хвосты слева от пятен являются результатом фрагментации ядер в установке. Справа, сверху – зарядовое разрешение, полученное совместным использованием детекторов SCD и TCD (по данным [327], Hi-Z trigger). Снизу – зарядовое разрешение, полученное по двойной кремниевой матрице SCD усреднением зарядов, полученных верхней и нижней матрицей [317].

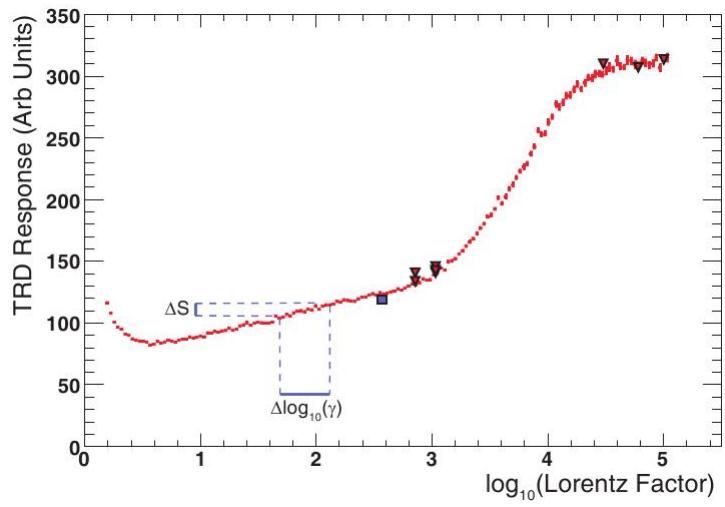


Рис. 10.3: Зависимость сигнала детектора TRD спектрометра CREAM от Лоренц-фактора частицы [327]. Красные точки – симуляция, прочие точки – данные калибровки на ускорителе в CERN.

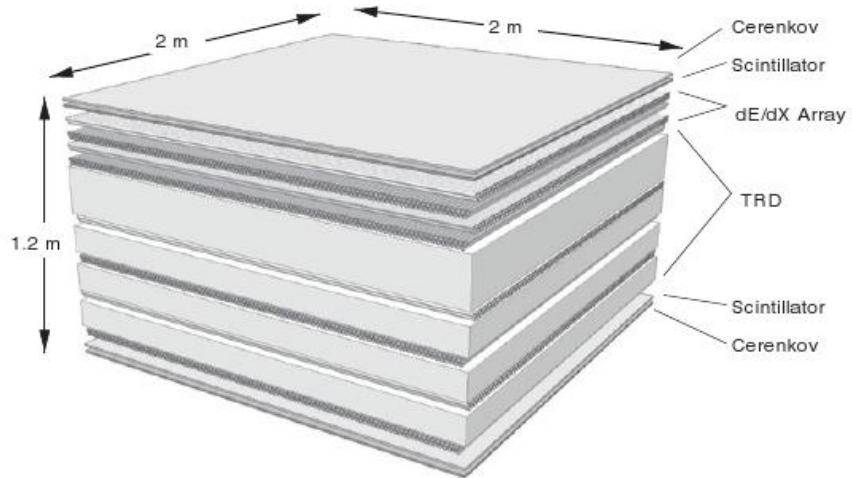


Рис. 10.4: Схема спектрометра в конфигурации второго длительного полета спектрометра TRACER (TRACER-LDB2).

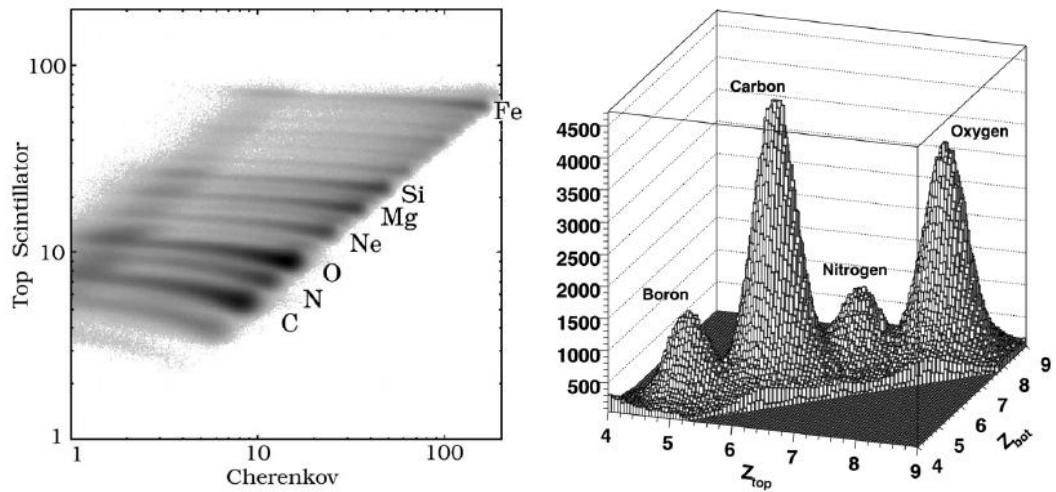


Рис. 10.5: Слева – траектории зарядов в плоскости (сигнал сцинтиллятора – сигнал чerenковского счетчика) для одной пары детекторов, используемые для определения заряда. Справа – двухмерное зарядовое распределение в области наименьших измеряемых зарядов для нижней и верхней пар детекторов зарядов.

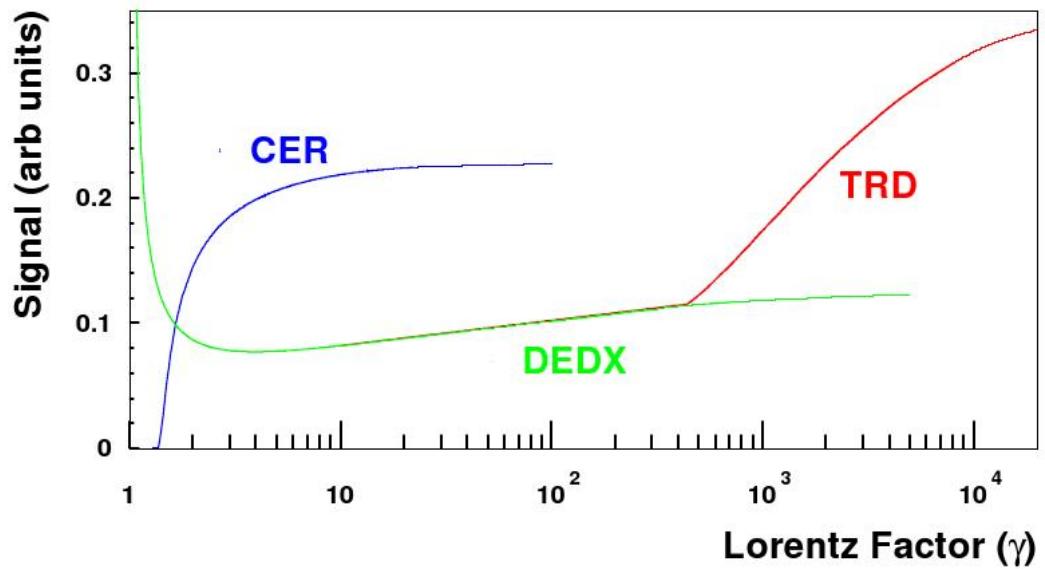


Рис. 10.6: Функции отклика детекторов TRACER, имеющих отношение к измерению энергии.

Design goals for PAMELA performance	
Cosmic-ray particle	Energy range
Antiprotons	80 MeV–190 GeV
Positrons	50 MeV–270 GeV
Electrons	50 MeV–400 GeV
Protons	80 MeV–700 GeV up to 2 TeV
Electrons + positrons	100 MeV/n–250 GeV/n
Light nuclei (up to $Z = 6$ )	
Antinuclei	Sensitivity 95% CL
Antihelium/helium ratio	of the order of $10^{-7}$

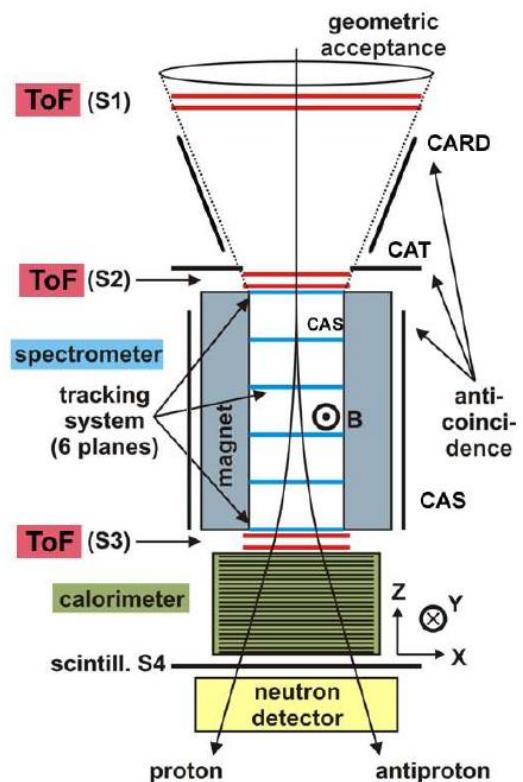


Рис. 10.7: Цели миссии PAMELA и схема спектрометра [84].

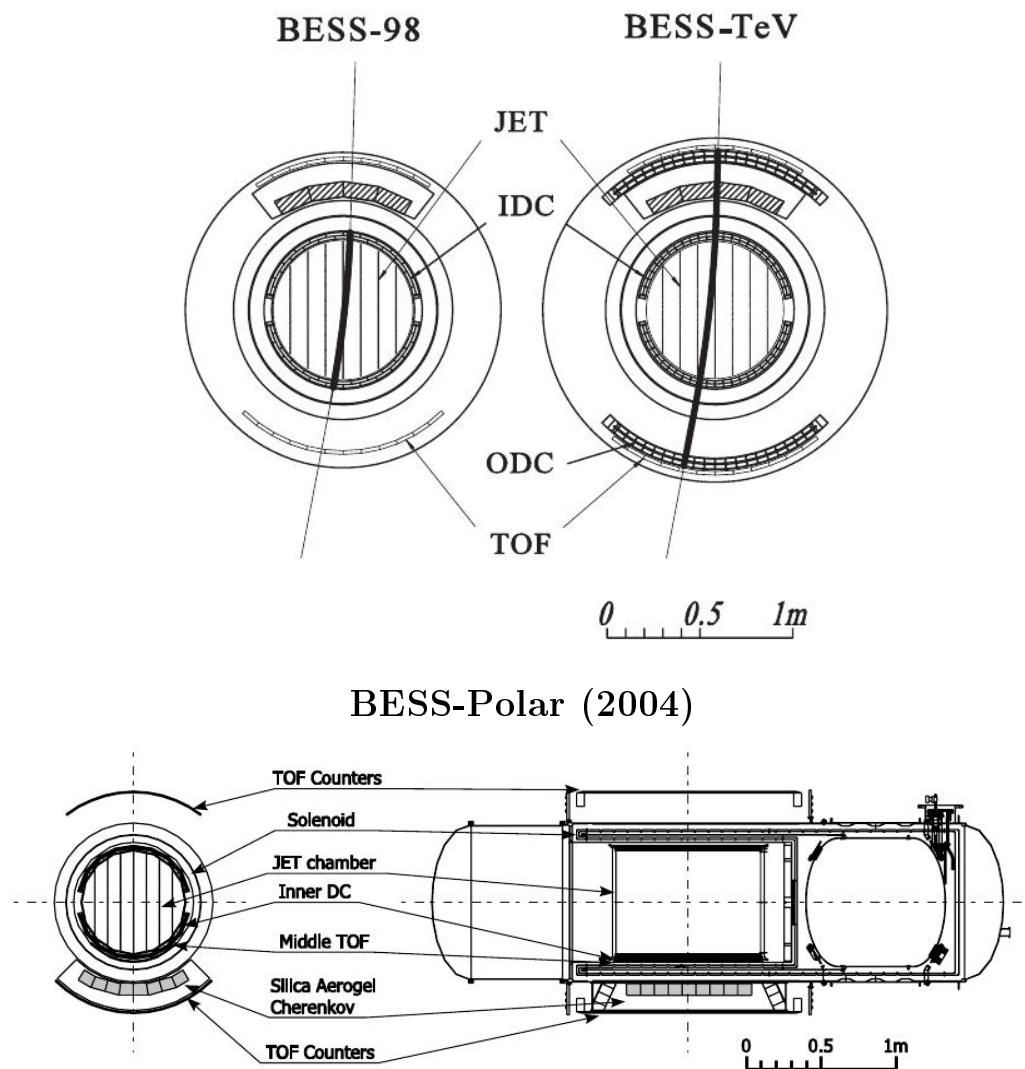


Рис. 10.8: Схема инструмента BESS-Polar различных поколений [346, 348].

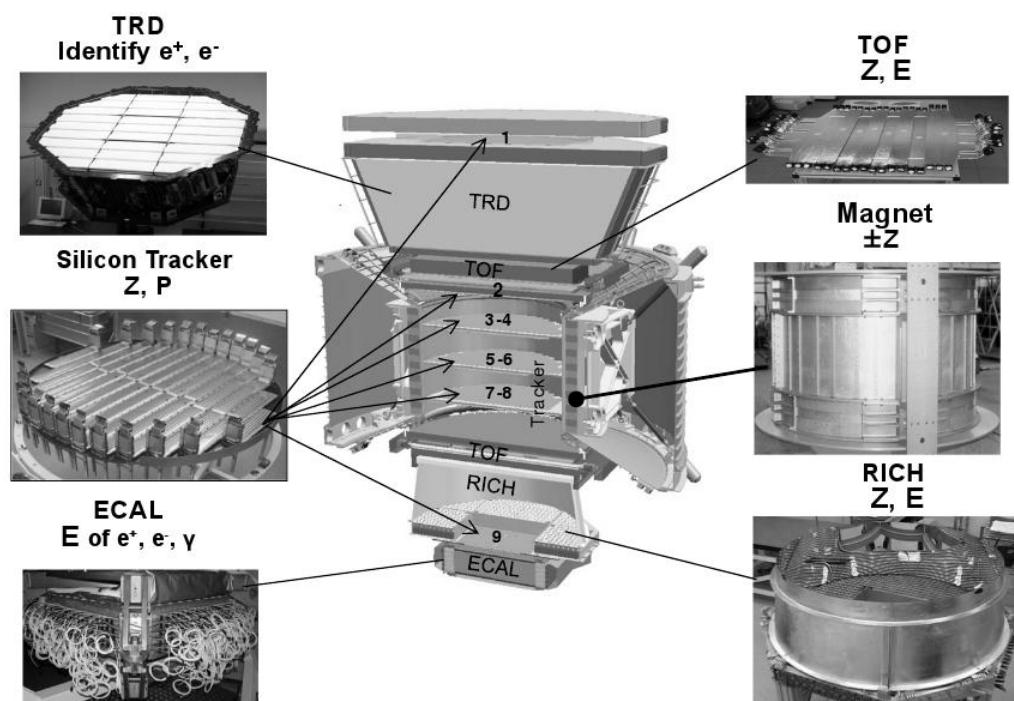


Рис. 10.9: Схема спектрометра AMS-02 вместе с его отдельными подсистемами [351]. Частицы идентифицируются по их зарядам  $Z$ , энергии  $E$  и магнитной жесткости  $R$ .  $Z$  и  $E \sim ZR$  измеряются по трекеру, RICH, TOF и ECAL.

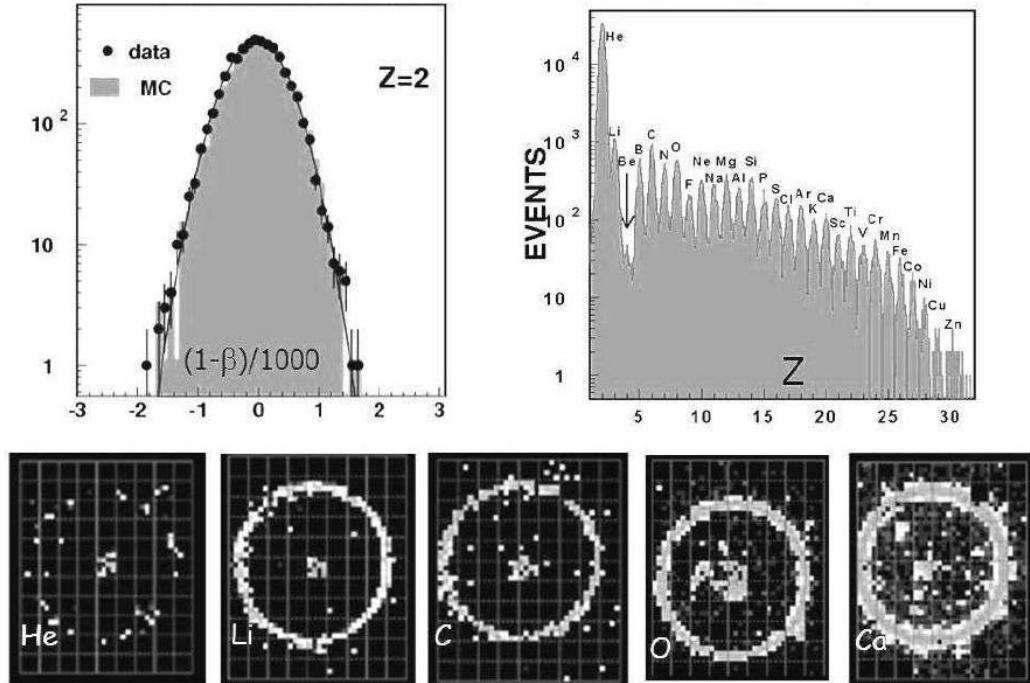


Рис. 10.10: Результаты тестирования детектора RICH AMS-02 на пучке CERN [351]. Верхний левый график демонстрирует, что точность при определении скорости ядра гелия составляет  $\Delta\beta = 0.001$ . Верхняя правая кривая показывает, что разрешаются заряды всех ядер, присутствующих в пучке (ионы бериллия были специально подавлены). Снизу показаны портреты отдельных RICH-событий для некоторых ядер.

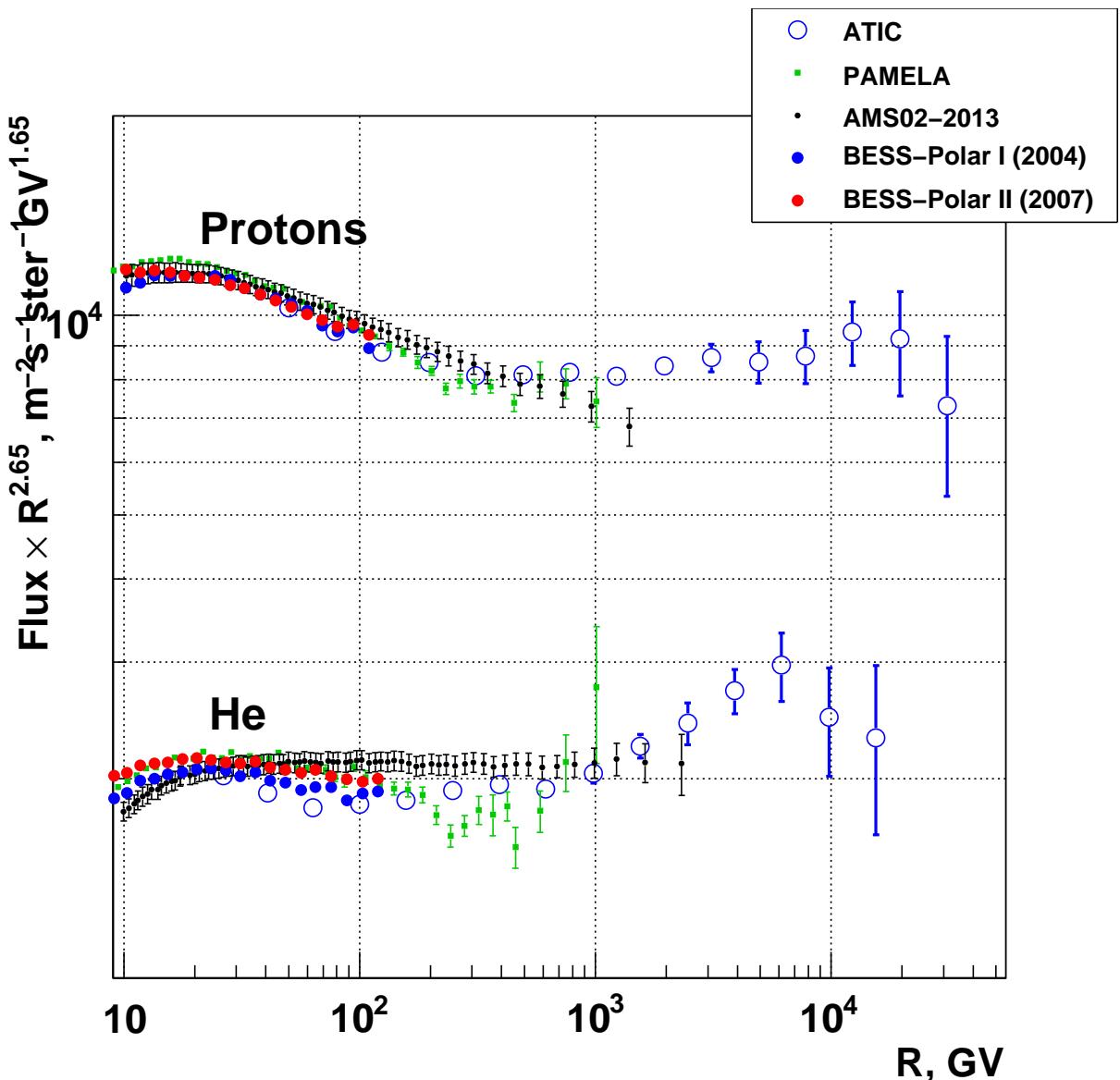


Рис. 10.11: Сравнение спектров протонов и ядер гелия, измеренных экспериментом ATIC с результатами современных магнитных спектрометров: PAMELA (магнитная методика) [340], BESS-Polar-I,II [349], AMS-02 [353, 354].

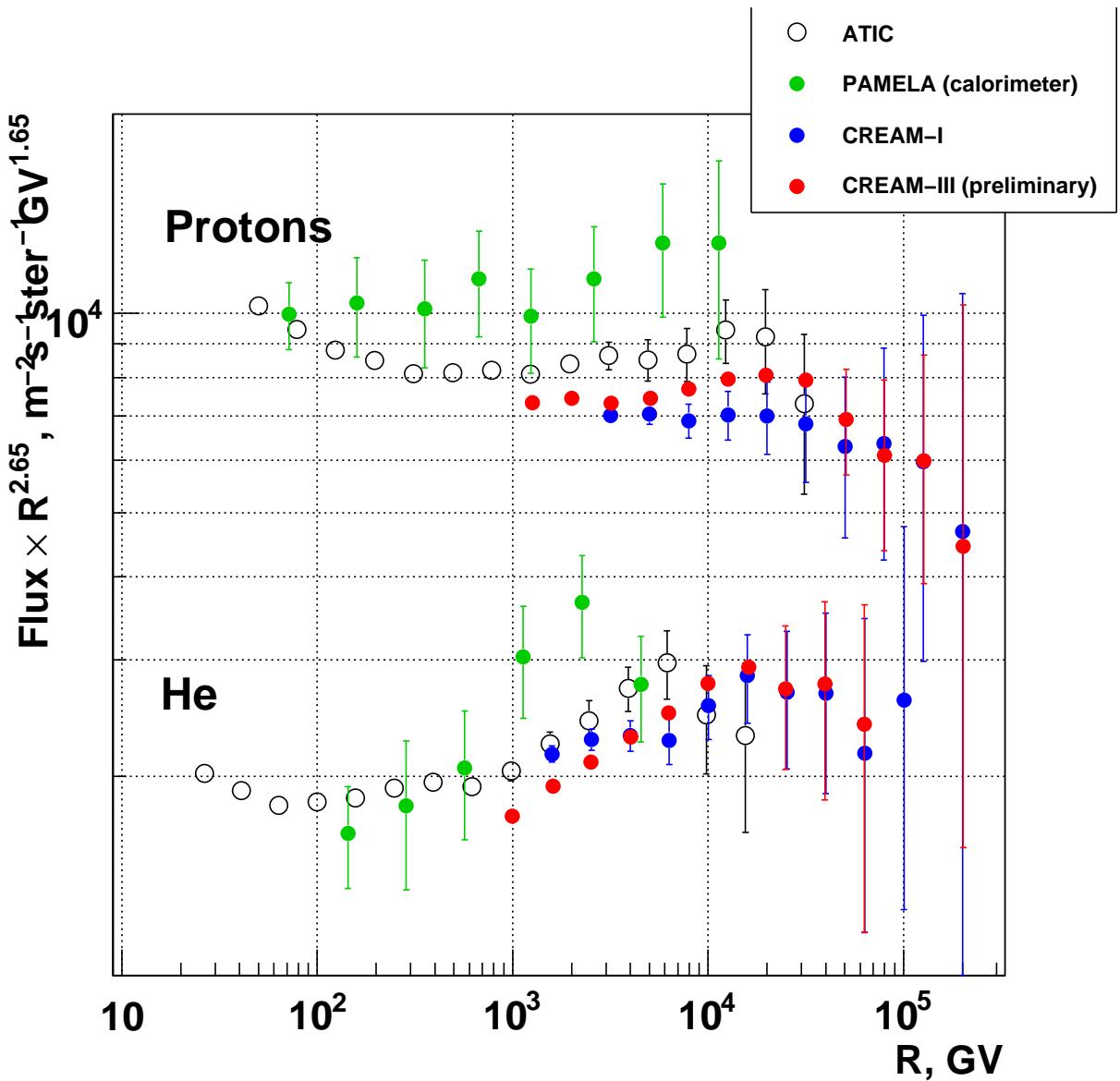


Рис. 10.12: Сравнение спектров протонов и ядер гелия, измеренных экспериментом ATIC с результатами измерений современных калориметрических экспериментов: PAMELA (калориметр) [339, 341, 342], CREAM-I [328], CREAM-III (предварительные результаты) [329].

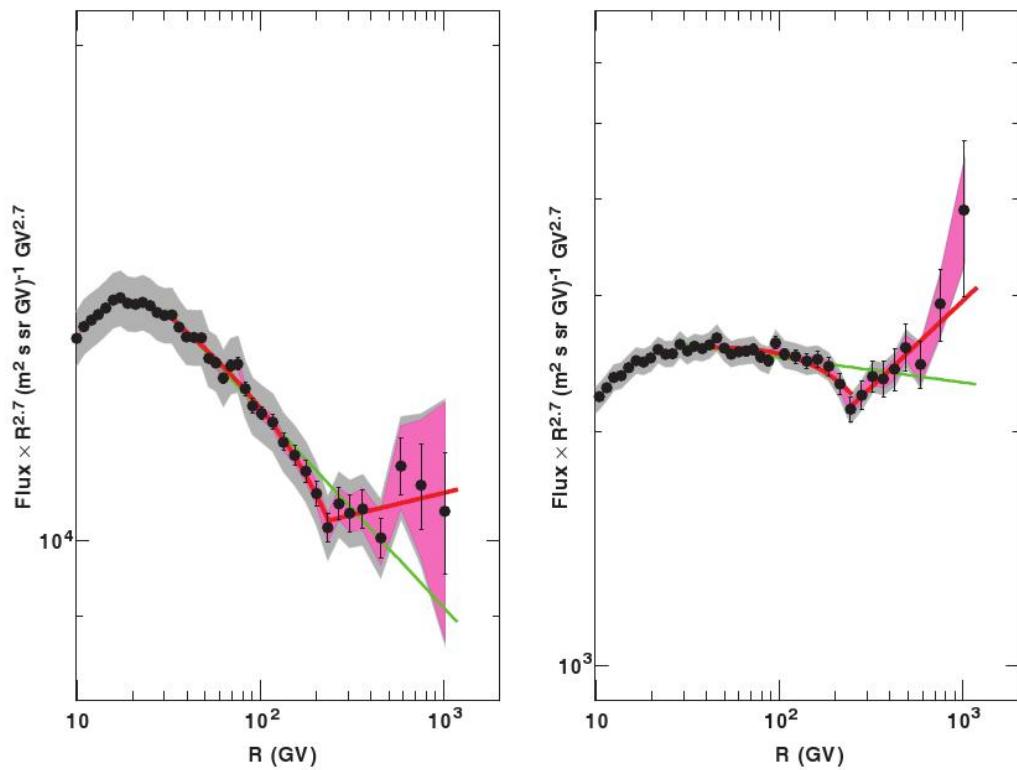


Рис. 10.13: Спектр протонов (слева) и гелия (справа), измеренные магнитным спектрометром PAMELA [340]. Области, закрашенные разными цветами, представляют оценки систематической погрешности разных типов (см. [340]). Зеленая линия представляет аппроксимацию простым степенным законом в области магнитной жесткости от 30 до 240 ГВ. Красные линии представляют аппроксимацию степенным законом, зависящим от жесткости от 30 до 240 ГВ и простой степенной закон выше 240 ГВ.

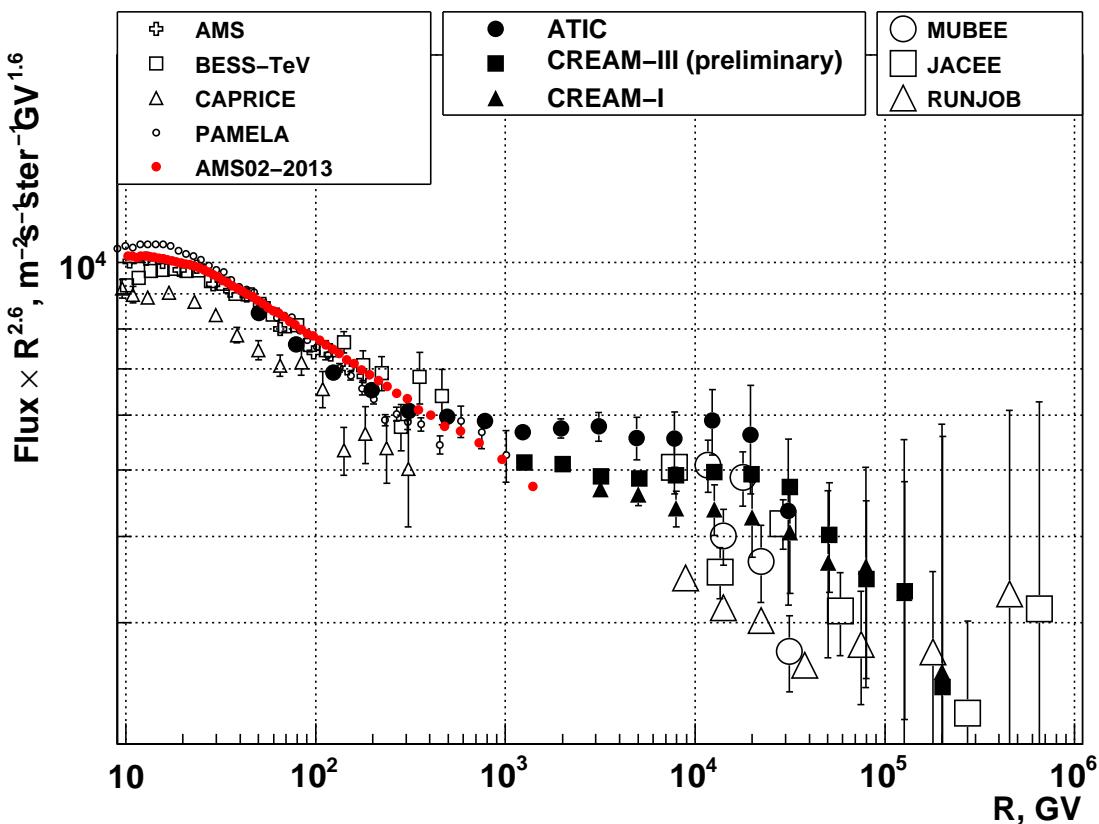


Рис. 10.14: Спектр протонов, измеренный спектрометром AMS-02 [353] и данные других прямых экспериментов: ATIC (настоящая диссертация), AMS-01 [133], BESS-TeV [136, 137, 138], CAPRICE98 [135], PAMELA [340], CREAM-III (предварительные результаты) [329], CREAM-I [328], MUBEE [183, 184], JACEE [194], RUNJOB [203].

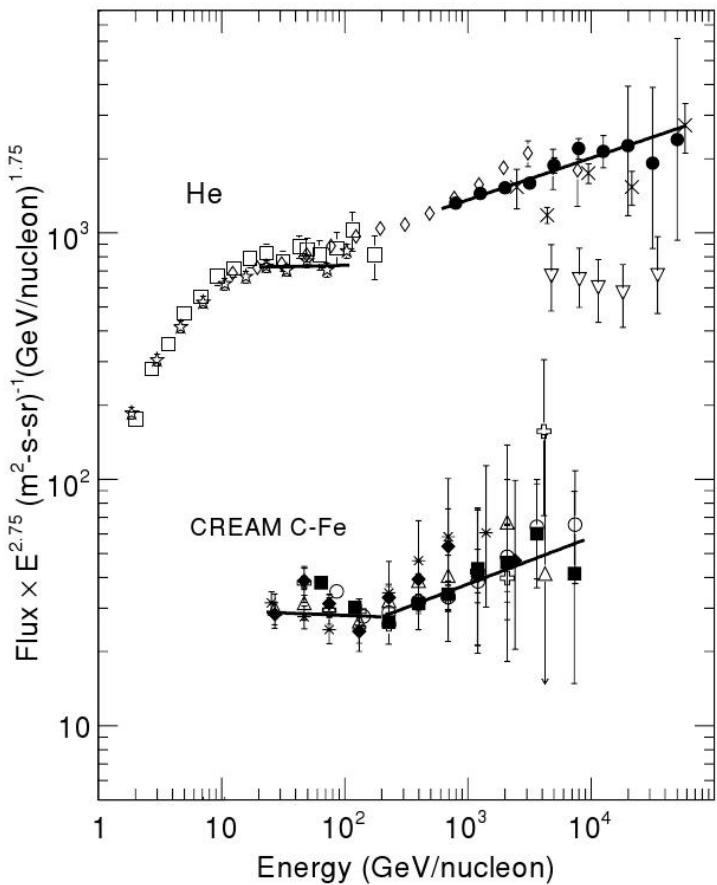


Рис. 10.15: Демонстрация упоминания спектров гелия и тяжелых ядер при энергии  $\sim 200$  ГэВ/нукл в эксперименте CREAM. Для гелия линия представляет степенную аппроксимацию для данных AMS-01 (пустые звездочки), и CREAM (сплошные кружки). Показаны также данные для гелия других экспериментов: BESS (пустые квадратики), ATIC-2 (пустые ромбики), JACEE (косые крестики) и RUNJOB (перевернутые пустые треугольники). Некоторые перекрывающиеся точки BESS и AMS-01 не показаны. Линии для ядер C-Fe представляют кусочно-степенной спектр, аппроксимирующий данные CREAM для тяжелых ядер: углерод (пустые кружки), кислород (заполненные кружки), неон (пустые крестики), магний (пустые треугольники), кремний (заполненные ромбики) и железо (звездочки). По статье [330].

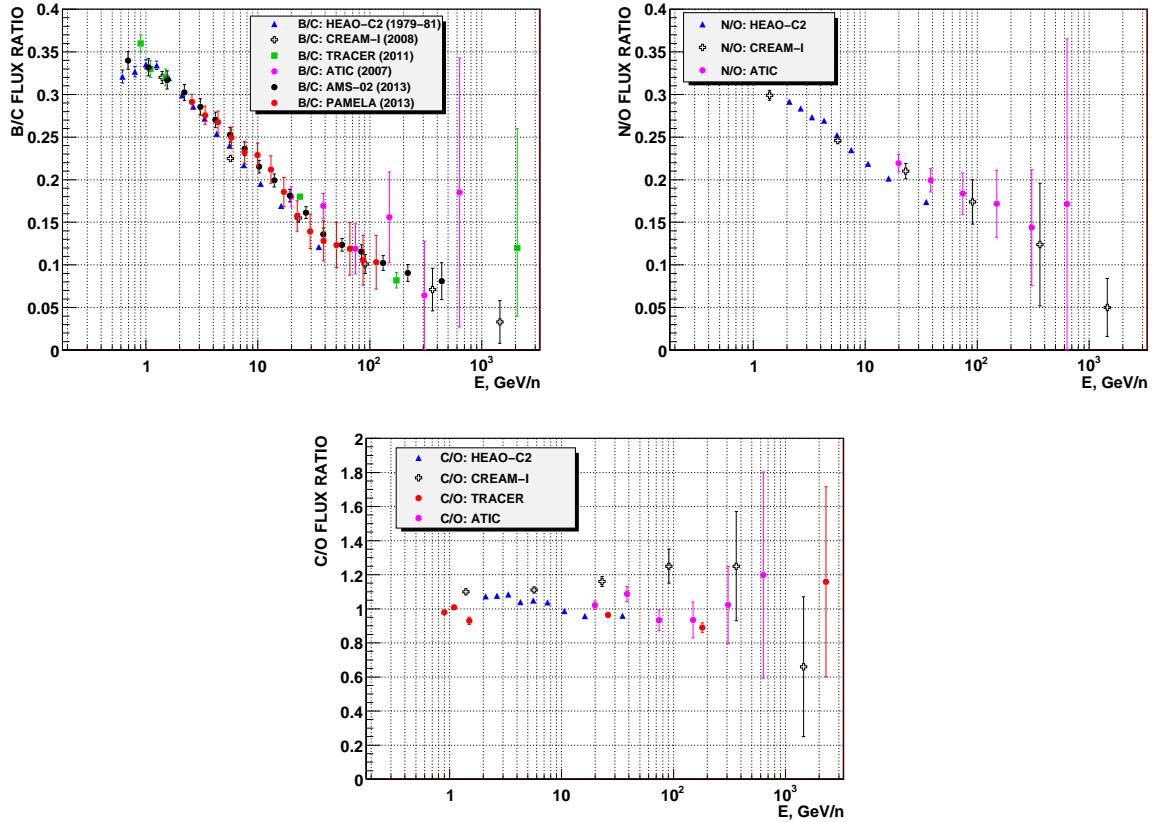


Рис. 10.16: Отношения потоков  $\text{B}/\text{C}$ ,  $\text{N}/\text{O}$  и  $\text{C}/\text{O}$  по данным экспериментов ATIC (настоящая диссертация), HEAO-3-C2 [6], CREAM-I [327], TRACER-LDB2 [313], AMS-02 [355], PAMELA [344].

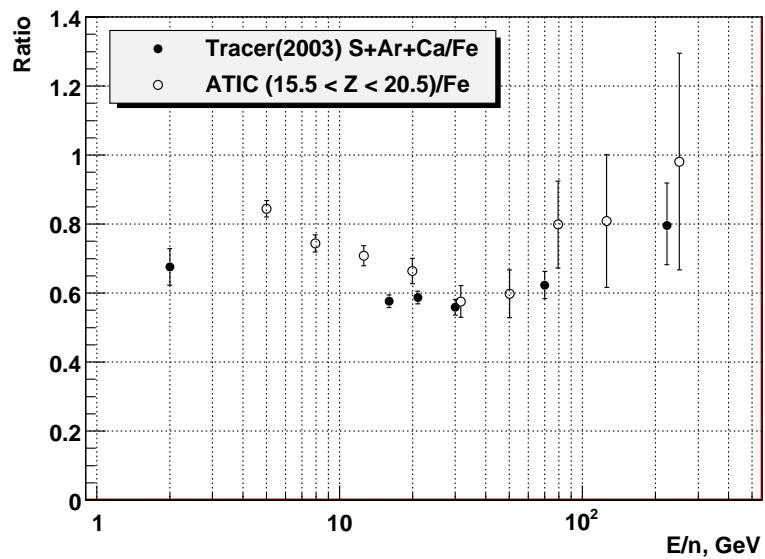


Рис. 10.17: Отношение  $(\text{S}+\text{Ar}+\text{Ca})/\text{Fe}$  эксперимента TRACER-LDB1 [316], полученное интерполяцией экспериментальных потоков по энергии, и отношение  $(15.5 < Z < 20.5)/\text{Fe}$  эксперимента ATIC.

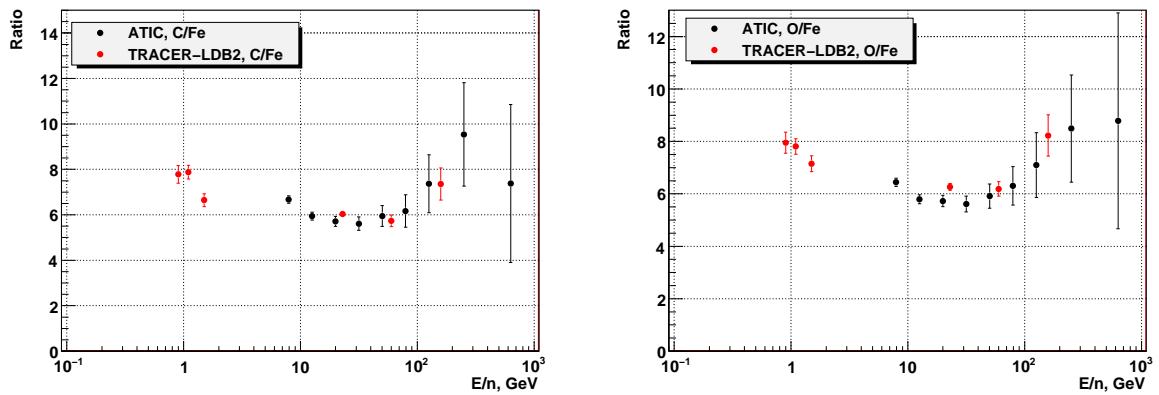


Рис. 10.18: Отношение потоков углерода и кислорода к потоку железа по данным ATIC и по данным TRACER-LDB2. В последнем случае отношения получены с использованием интерполяции экспериментальных спектров TRACER по энергии.

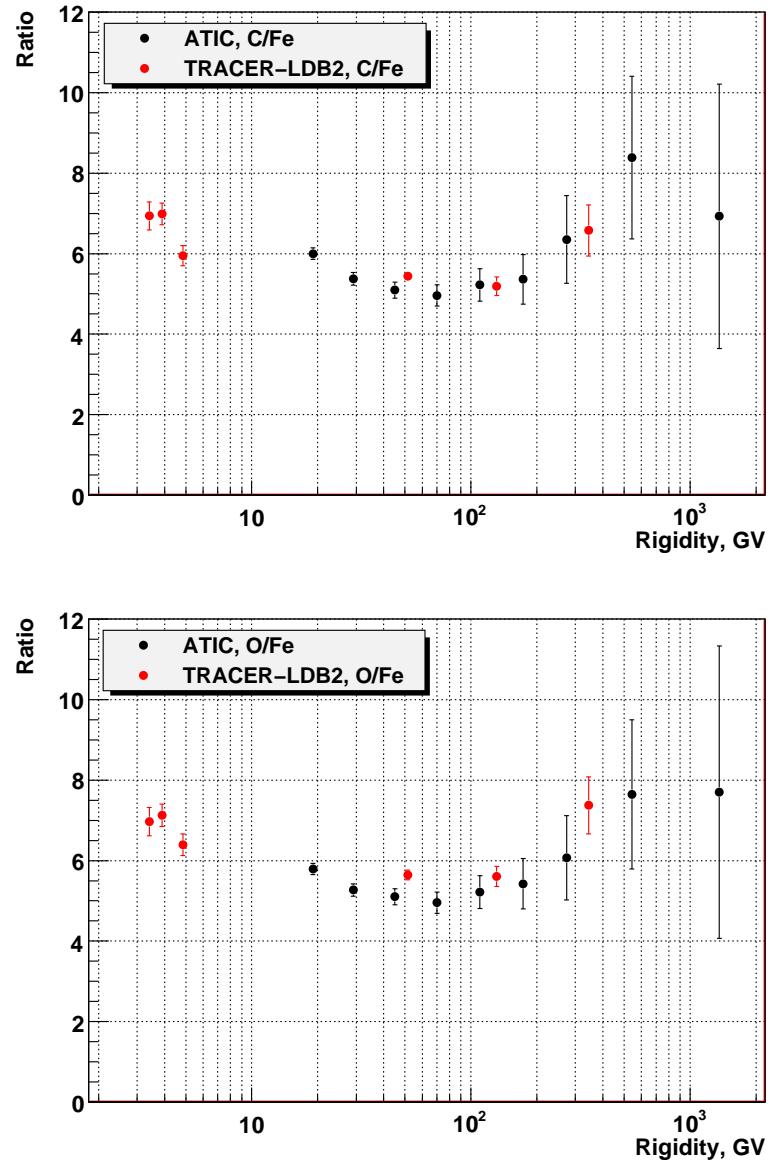


Рис. 10.19: Отношение потоков углерода и кислорода к потоку железа по данным ATIC и по данным TRACER-LDB2 для магнитных жесткостей ядер.

# Основные результаты и выводы

1. В работе развиты оригинальные методики, которые позволяют реконструировать физические события спектрометра ATIC и определять энергетические спектры ядер:

1.1. Изучены и реализованы три способа амплитудной калибровки кремниевой матрицы – основного детектора для определения зарядов частиц: предполетная калибровка атмосферными мюонами, полетная линейная калибровка по положению пика гелия и полетно-лабораторная калибровка тестовыми сигналами, позволяющая провести коррекцию нелинейности счетных трактов. Для однослойной кремниевой матрицы в качестве детектора заряда достигнуто зарядовое разрешение около  $0.3e$  для группы СНО.

1.2. Разработана методика предполетной амплитудной калибровки сцинтиляционных годоскопов с использованием атмосферных мюонов, учитываящая затухание светового сигнала в сцинтиляционных стрипах. На основе полученной мюонной калибровки разработана методика определения заряда частицы по верхнему слою сцинтиляционного годоскопа и методика улучшения зарядового разрешения прибора с использованием комбинации сигналов верхнего слоя сцинтиляторов и кремниевой матрицы. Комбинированная методика позволила довести зарядовое разрешение до  $0.2e$  для группы СНО.

1.3. Разработана методика предполетной мюонной амплитудной калибровки ВГО-калориметра спектрометра ATIC; разработана методика коррекции температурного дрейфа чувствительности счетного тракта калориметра, основанная на четырех независимых способах определения коэффициента термочувствительности по полетным и по предполетным данным; разработан способ определения термического времени релаксации калориметра по полетным данным, позволивший корректировать температурный дрейф с учетом запаздывания реакции калориметра на суточные колебания температуры.

1.4. Разработаны два метода деконволюции спектров энерговыделений калориметра для реконструкции энергетических спектров первичных частиц на входе в спектрометр: метод прямого решения некорректно поставленной обратной задачи с использованием регуляризации Тихонова, и более простой метод дифференциальных сдвигов. Первый метод позволяет выявить тонкие особенности поведения спектра, но требует хорошей статистики, поэтому в контексте эксперимента ATIC он использовался для получения хорошо статистически обеспеченных спектров протонов и гелия. Второй метод использовался для получения спектров ядер тяжелее гелия, статистика которых хуже, и для получения спектра всех частиц и спектров групп ядер.

1.5. Разработан метод решения обратной задачи для учета перекрытия зарядовых линий в зарядовом распределении и метод решения обратной задачи для перехода от энергетических спектров на входе в спектрометр к спектрам на границе атмосферы.

2. На основе данных, собранных во втором полете спектрометра ATIC, получены энергетические спектры протонов и ядер гелия в диапазоне энергий от 50 ГэВ до 30 ТэВ на частицу; спектры ядер C, O, Ne, Mg, Si, Fe в диапазоне энергий от 200 ГэВ до 20-30 ТэВ на частицу; спектры нескольких групп ядер от энергий 200 ГэВ до более чем 100 ТэВ на частицу; суммарный спектр всех ядер тяжелее бора от энергии приблизительно 20 ГэВ/нуклон до энергии 5 ТэВ/нуклон; отношения потоков B/C, N/O от энергии 20 ГэВ/нуклон до энергии 300 ГэВ/нуклон и отношение потоков  $(16 \leq Z \leq 24)/Fe$  до энергии 600 ГэВ/нуклон; спектр всех частиц и энергетическая зависимость среднего логарифма атомного веса в диапазоне энергий от 200 ГэВ до 150 ТэВ на частицу.

3. Анализ полученных экспериментальных данных позволил обнаружить ряд новых явлений, либо статистически и методически надежно подтвердить некоторые явления, существование которых предполагалось ранее:

3.1. Различие наклонов энергетических спектров протонов и гелия в диапазоне энергий от 50 ГэВ до 10 ТэВ на частицу, приводящее к примерно двукратному падению отношения p/He на протяжении этого промежутка энергий, что эквивалентно различию эффективных спектральных индексов на 0.12. Результат надежно подтвержден новейшими экспериментами.

3.2. Нестепенной характер поведения спектров протонов и гелия в форме эффективного уменьшения модуля спектрального индекса на величину около 0.1 в области энергий от 100 до 400 ГэВ/нуклон. Результат подтвержден экспериментом PAMELA, и, косвенно, результатами CREAM.

3.3. Нестепенной характер поведения спектров ядер тяжелее бора в форме расположения этих спектров в области энергий между 200 и 700 ГэВ/нуклон. Результат подтвержден экспериментом CREAM.

3.4. Сложное поведение энергетической зависимости среднего логарифма атомного веса в промежутке между энергиями 200 ГэВ и 30 ТэВ на частицу, выражющееся в наличии максимума вблизи энергии 2 ТэВ и минимума вблизи 8 ТэВ. Новейшими экспериментами результат не проверялся.

3.5. Излом в отношении потоков  $(16 \leq Z \leq 24)/Fe$  вблизи энергии 50 ГэВ на нуклон со сменой падающей зависимости на растущую. Результат подтверждается данными TRACER с использованием интерполяции опубликованных энергетических спектров.

3.6. Изгиб в отношении спектров обильных тяжелых ядер к спектру железа вблизи энергии 30 ГэВ/нукл со сменой падающей зависимости на растущую. Результат подтверждается данными TRACER с использованием интерполяции опубликованных энергетических спектров.

4. Результаты, перечисленные в пп. 3.2–3.6, должны проверяться в новых методически надежных экспериментах, способных обеспечить высокую статистическую значимость результатов, энергетическое разрешение для протонно-ядерной компоненты на уровне 15–20% или лучше и нижний порог по энергии не выше 100 ГэВ на частицу. *Наиболее предпочтительный тип эксперимента – длительная космическая миссия на основе толстого для ядерного взаимодействия и светосильного калориметра.*

5. Новые явления, обнаруженные экспериментом ATIC и перечисленные выше в п.3, не вписываются в стандартные представления, основанные на предположении одинаковых степенных спектров магнитной жесткости в источнике для всех ядер и на однородных моделях распространения космических лучей в межзвездной среде. Стандартная модель требует существенного уточнения и развития для объяснения новых экспериментальных фактов.

## **Благодарности**

Я выражаю благодарность членам коллаборации ATIC за разработку замечательного инструмента и успешное проведение тех экспериментов в Антарктике, в обработке результатов которых мне посчастливилось принять участие. Я благодарен директору НИИЯФ МГУ Михаилу Игоревичу Панасюку за приглашение принять участие в этой работе. Особенно благодарен я Виктору Ивановичу Зацепину, который на всем протяжении работы был ее идейным вдохновителем и непременным участником, руководил группой ATIC в НИИЯФ МГУ, и по инициативе которого, в очень значительной степени, был поставлен эксперимент. Я выражаю глубокую благодарность членам группы ATIC Наталии Владимировне Сокольской и Константину Евгеньевичу Батькову, которые выполнили огромную работу, без опоры на которую настоящая диссертация не могла бы быть выполнена. К этой работе относится получение некоторых предварительных результатов и исследование методик, которые не вошли в основное содержание диссертации, и огромные объемы выполненных компьютерных симуляций прибора, результаты которых были использованы в разработке методик настоящей диссертации. Я благодарен Маргарите Алексеевне Ивановой за большую помощь в организационной работе на всем протяжении обработки данных эксперимента ATIC. Я благодарен также сотрудникам отделов ОИВМ и ОЧСВЭ, на семинарах которых докладывались отдельные части настоящей работы, за плодотворное обсуждение и полезные критические замечания.

# Приложение А

## Аномалии в работе аппаратуры ATIC-1, ATIC-4, начального периода полета ATIC-2 и возможность их коррекции

Настоящее Приложение написано на основе двух технических отчетов MSU2008-07 [357] и MSU2008-08 [358], подготовленных в группе ATIC НИИЯФ МГУ для коллaborации ATIC в 2008 г. В здесь приводятся некоторые аргументы в пользу корректности использованных в диссертации данных полета ATIC-2, характер некоторых аномалий в работе аппаратуры, имевших место в полетах ATIC-1 и ATIC-4, и обсуждается связь результатов ATIC-2 с результатами ATIC-1 и ATIC-4.

### A.1 Характер аномалий в работе триггера

*Правильным участком полета ATIC-2* ниже будем называть участок полета ATIC-2 начиная с 155-го часа полета и до конца (всего около 300 часов), когда на одном из конверторов, питающих сцинтиляционные гадоскопы (S1S3-1), было установлено напряжение 600 В, и на данных которого основаны основные результаты настоящей диссертации, как это было описано в разделе 2.5 главы 2.

После четвертого полета спектрометра ATIC (26.12.2007–15.01.2008) по методикам, аналогичным описанным в настоящей диссертации, была проведена калибровка всех детекторов прибора ATIC-4, и анализ физической картины событий не показал каких-либо отклонений в работе аппаратуры. Напротив, мелких ошибок и шумов было даже меньше, чем в предыдущем успешном полете ATIC-2. Однако уже поверхностный анализ спектров энерговыделений калориметра показал, что в полете ATIC-4 что-то работало неверно.

На рис. А.1 сравниваются спектры энерговыделений в калориметре для правильно-го участка полета спектрометра ATIC-2 и в первых восьми слоях калориметра ATIC-4 для всех событий с реконструированной траекторией и найденным зарядом<sup>1</sup>. Спектр на этом рисунке и все другие спектры энергий или спектры энерговыделений калоримета в приложении А приводятся в терминах количества событий на один энергетический бин для набора логарифмически-эквидистантных энергетических бинов. Видно, что спектр ATIC-4 заметно круче, чем спектр ATIC-2, спектр ATIC-4 обрывается при энергиях, по-чи на порядок более низких, чем спектр ATIC-2, а внимательный анализ показывает, что спектр ATIC-4 имеет нестепенной характер, в отличие от спектра ATIC-2.

На рис. А.2 показаны спектры энерговыделений для протонов, гелия и некоторых групп ядер для ATIC-4 и правильного участка ATIC-2. Видно, что спектры ATIC-4 круче, чем спектры ATIC-2, причем эффект более выражен для более тяжелых ядер.

На рис. А.3 сравниваются спектры энерговыделений для протонов и ядер гелия по-летов ATIC-4 и правильного участка ATIC-2. Различие наклонов спектров протонов и гелия, которое для полета ATIC-2 хорошо видно по спектрам энерговыделений, отсут-ствует в данных ATIC-4 (или даже имеет противоположный знак).

На основании приведенных выше данных видно, что ошибка работы аппаратуры в полете ATIC-4 выражается в том, что по мере роста энерговыделения в калориметре или, эквивалентно, по мере роста энергии частиц, начиная уже с энерговыделений в 50–70 ГэВ (примерно 150–200 ГэВ энергии первичной частицы) начинается заметный просчет событий, который растет с энергией. При этом для более тяжелых ядер эффект выражен сильнее. Очевидно, что по какой-то причине с ростом энергии и заряда частицы начинает падать эффективность триггера событий. С чем же можно связать падение эффективности триггера?

## A.2 Причина падения эффективности триггера при ро- сте энергии и заряда частиц

В полете ATIC-2 один из блоков питания сцинтилляционных гадоскопов (именно, S1S3-1) проявлял признаки нестабильной работы. По этой причине через небольшое время

<sup>1</sup>Для сравнения поведения калориметра ATIC-4 с калориметром ATIC-2 проще использовать первые восемь слоев калориметра – столько же, сколько было всего слоев калориметра в конфигурации ATIC-2. Этот подход всюду будет подразумеваться ниже, когда речь будет идти о калориметре для полета ATIC-4.

после старта этот блок питания был совсем выключен, а остальные блоки питания сцинтилляционных гадоскопов работали при своем номинальном напряжении 945 В. В таком режиме прибор проработал первые 155 часов полета (с небольшими перерывами, в которых испытывались и другие режимы). Выключение одного из блоков питания не должно было заметно повлиять на работу прибора, так как этот блок обеспечивал работу ФЭУ лишь для двух координатных плоскостей сцинтилляционных гадоскопов, а триггер прибора (точнее – претриггер, ПТ) вырабатывается в логике OR по всем плоскостям гадоскопа (он является сильно избыточным). После первых 155 часов полета напряжение на конвертере S1S3-1 снова было поднято, но лишь до величины 600 В вместо номинальных 945 В. С таким напряжением конвертер вел себя стабильно, и в этом режиме спектрометр проработал все оставшиеся примерно 300 часов полета. Послеполетный анализ данных показал, что, против ожидания, все первые 155 часов полета ATIC-2 прибор работал неправильно, приводя к ошибке триггера, очень похожей на ошибку триггера полета ATIC-4. Последние 300 часов полета показали полную самосогласованность данных без каких-либо признаков ошибок<sup>2</sup>. Таким образом, для правильной работы прибора оказывается необходимо, чтобы хотя бы один из конвертеров, питающих сцинтилляционные гадоскопы, работал при пониженном напряжении.

Чем может объясняться, что пониженное напряжение на одном из конвертеров восстанавливает корректность работы аппаратуры? Естественное предположение заключается в следующем. Высокоэнергетические частицы вызывают интенсивные потоки обратных заряженных частиц из калориметра и потоки вторичных ливневых частиц в графитовой мишени, которые сильно засвечивают сцинтилляционные гадоскопы. При номинальном напряжении на всех конвертерах в 945 В это может вызывать слишком сильные токи в цепях ФЭУ, из-за которых происходит какая-то форма перегрузки аппаратуры, из-за чего на входы схемы OR не поступает сигнал с перегруженного фрагмента гадоскопа. Если номинальное напряжение 945 В поддерживается на всех конвертерах, то одновременно могут быть перегружены все гадоскопы, и тогда сигнал претриггера совсем не будет выработан. Если же хотя бы один из блоков питания работает при пониженном напряжении, то связанные с ним цепи ФЭУ перегружены не будут, и с помощью логики OR «спасут» событие. Так как высокозарядные частицы приводят, как правило, к более раннему ядерному взаимодействию в приборе, и плюс к этому сами по себе вызывают возникновение сильного ионизационного сигнала в сцинтилляторах, то вся эта картина

<sup>2</sup>Некоторые дополнительные аргументы в пользу правильности работы ATIC-2 на 600 В - участке полета будут приведены ниже, в разделе А.3.

будет более ярко выраженной для более тяжелых ядер, что и наблюдается. Для одноза- рядной частицы с малой энергией фрагмент сцинтилляционного гадоскопа, работающий при пониженном напряжении, может и не сработать, но в этом случае претриггер обяза-тельно дадут сцинтилляторы, работающие при номинальном напряжении. Вся система сцинтилляционных гадоскопов тогда всегда будет вырабатывать корректный претриг-гер. Так как при выключенном конвертере S1S3-1 на начальном участке полета ATIC-2 все оставшиеся конвертеры работали только при номинальном напряжении 945 В, то перегрузка всего гадоскопа иногда имела место, что и приводило к исчезновению ПТ.

В полете ATIC-4 конвертеры, обеспечивающие работу сцинтилляционных гадоскопов, почти все время работали с номинальным напряжением, которое составляло 960 В (вы-ше, чем в полете ATIC-2). Если предположить, что за ошибки претриггера на начальном участке полета ATIC-2 и в полете ATIC-4 отвечают сходные механизмы, то следует ожи-даться, что и ATIC-4 дал бы правильный результат, если бы какое-то время хотя бы один из конвертеров работал при пониженном напряжении. Такой участок в полете ATIC-4 имеется. Один из конвертеров, питающих плоскости S2 и S3 гадоскопа (отвечающий за  $Y$ -координаты), с 28.2 часа до 30.8 часа полета, т.е. всего 2.6 часа, работал при напряже-нии 600 В (см. рис. A.4). Хотя собранная за это время статистика была очень невелика, тем не менее измеренные за это время спектры энерговыделений протонов и гелия совер-шенно отчетливо демонстрируют правильное поведение: спектр протонов круче спектра гелия (см. нижнюю панель на рис. A.3). Можно сказать, что этим коротким участком и, конечно, с гораздо более бедной статистикой, полет ATIC-4 подтверждает один из основных результатов полета ATIC-2 – спектр протонов круче, чем спектр гелия. Од-новременно, мы имеем подтверждение гипотезы перегрузки аппаратуры, отвечающей за аномалии в формировании ПТ как в полете ATIC-4, так и на начальном неправильном участке полета ATIC-2.

Предложенный механизм возникновения ошибки позволяет сделать еще одно пред-сказание. Если отобрать события, в которых по какой-то причине образовалось мало обратных токов (например, точка первого ядерного взаимодействия оказалась низко в калориметре) то сцинтилляторы не будут перегружены, и ПТ обязательно будет выра-ботан. Для того, чтобы отобрать такие события, достаточно потребовать малого энер-говыделения в самом верхнем слое калориметра. Следовательно, если мы достаточно сильно ограничим сверху энерговыделение в верхнем слое калориметра (будем называть это ограничение воротами,  $G_0$ , где индекс 0 указывает, что ворота относятся к самому верхнему, нулевому, слою калориметра), то правильная часть полета ATIC-2 и весь по-

лет ATIC-4 должны дать совершенно одинаковые спектры энерговыделений, вплоть до одинаковой абсолютной интенсивности, если провести правильную нормировку на живое время измерений в обоих случаях. Рис. А.5 и рис. А.6 на примере ядер протонов и гелия показывают, что, действительно, именно это имеет место. Интенсивность спектров ATIC-4 уменьшена в 1.1 раза, чтобы учесть различие в живом времени ATIC-4 и правильного участка ATIC-2. Видно, что с уменьшением высоты ворот  $G_0$  спектры ATIC-2 и ATIC-4 становятся все более похожими, и в конце концов – совершенно одинаковыми (с точностью до статистики). Для достижения полного сходства гелий требует более низких ворот, чем протоны. Возможно, это связано с тем, что ядро гелия само по себе создает дополнительную нагрузку на сцинтилляционный гадоскоп по сравнению с протонами, так как обладает в четыре раза более высокой ионизационной способностью, поэтому допустим лишь более низкий поток обратных частиц. Для более тяжелых ядер этот эффект еще более заметен.

Совершенно аналогичное поведение можно наблюдать и при сравнении спектров, измеренных в правильном участке полета ATIC-2 и начального неправильного промежутка времени ( $S1S3-1=0$  В), что показано на примере спектра протонов на рис. А.7. Хотя качественно поведение действительно очень похоже на дефект данных ATIC-4, но количественно отличается: видно, что для исправления участка ( $S1S3-1=0$  В) ATIC-2 требуются существенно менее жесткие ворота  $G_0$ , чем для исправления спектра ATIC-4. То есть, ошибка работы ПТ на начальном участке ATIC-2 была «мягче», чем ошибка ПТ в полете ATIC-4. Вероятно, это связано с тем, что номинальное напряжение конвертеров в полете ATIC-4 было выше, чем в полете ATIC-2.

Полет ATIC-1 дал неверный результат для соотношения наклонов спектров протонов и гелия (одинаковый наклон) [290, 292], и это очень похоже на аналогичный неверный результат, который дает ATIC-4 (верхняя левая панель рис. А.3). Причина все в той же ошибке претриггера, но ошибка претриггера в ATIC-1 является еще более мягкой, чем в неверном начальном участке полета ATIC-2( $S1S3-1=0$  В). Как видно из рис. А.8, спектры протонов в полете ATIC-1 и для правильного участка ATIC-2 получились практически одинаковые, то есть ошибка ПТ не влияла на спектр протонов<sup>3</sup>. Но спектр ядер гелия ATIC-1 уже содержит явную ошибку (см рис. А.9), причем спектр ATIC-1 и ATIC-2 снова

---

<sup>3</sup>Здесь нужно отметить, что в тестовом полете ATIC-1 одна из половин всей системы гадоскопов ( $x < 0$ ) вообще не работала, поэтому спектр ATIC-1 получен только по половине прибора, и сравнивается он на рис. А.8 со спектром ATIC-2, полученным также по той же самой половине прибора. Аналогично мы поступаем во всех других случаях, когда результаты ATIC-1 сравниваются с результатами ATIC-2.

приводится к одинаковому виду путем введения энергетических ворот в верхний слой калориметра. Для спектров более тяжелых ядер ошибка ATIC-1 проявляется еще более явно.

Таким образом, имеются сильные свидетельства в пользу того, что причина аномалий работы аппаратуры полетов ATIC-1, ATIC-4 и начального участка полета ATIC-2 заключалась в ошибочной работе претриггера, причем природа ошибки во всех случаях была одна и та же и связана с некоторой разновидностью перегрузки счетного тракта сцинтилляционных гадоскопов. Обсуждение ситуации после полета ATIC-4 показало, что неправильная работа претриггера могла быть связана с тем, что электроника, управляющая логикой претриггера, не содержала защиты от больших сигналов с ФЭУ. Хотя такая защита была предусмотрена, но по техническим причинам от нее пришлось отказаться. Именно поэтому неправильная работа претриггера имела место при высоких энергиях частиц и эффект оказался более существенным для тяжелых ядер.

Таким образом, природа ошибок аппаратуры ATIC была понята с достаточной полнотой, понято также, почему основную часть времени полета ATIC-2 аппаратура работала правильно. Вопрос теперь состоит в следующем. Можно ли, понимая природу ошибок работы ПТ в полетах ATIC-1 и ATIC-4 внести такую коррекцию в обработку данных, чтобы извлечь из этих полетов правильные спектры ядер? Чтобы воспроизвести, хотя бы, один из основных результатов ATIC-2 – различие наклонов спектров протонов и гелия, и, тем самым, подтвердить его независимыми результатами ATIC-1 и ATIC-4 поному времени полетов (напомним, что 600В-участок полета ATIC-4 между 28.2 час. до 30.8 час. полета его уже подтверждает, рис. A.3)?

### **A.3 Реконструкция первичного спектра для данных правильного участка ATIC-2, прошедших фильтрацию энергетическими воротами верхнего слоя калориметра**

Идея получения правильных спектров по данным, искаженным неверной работой ПТ, состоит в следующем. Нужно ввести настолько жесткие ворота  $G_0$ , чтобы спектры правильного участка полета ATIC-2 и спектры, полученные с ошибочным триггером (ATIC-1, ATIC-4, начальный неправильный участок полета ATIC-2), выглядели одинаково (как на рис. A.5, рис. A.6, рис. A.7, рис. A.9 для самых низких значений ворот  $G_0$ ). Полученные

таким способом спектры энерговыделений уже не содержат ошибок, вызванных неверной работой ПТ, связанной с перегрузкой каналов сцинтилляционных гадоскопов слишком высоким потоком ливневых частиц и обратных токов, но получены путем очень жесткой фильтрации событий. Затем, по обычной методике, с использованием симуляции, нужно вычислить правильную аппаратную функцию, соответствующую использованому значению ворот  $G_0$ , и с использованием полученной аппаратной функции провести деконволюцию для отфильтрованных спектров энерговыделений, что даст исходный энергетический спектр на входе в спектрометр (первичный спектр). Тогда, в принципе, полученный результат должен быть свободен от ошибок работы ПТ, и если аппаратная функция была вычислена корректно, то и результат будет корректен.

Прежде чем воспользоваться этой методикой для реконструкции спектров по данным с ошибками работы ПТ, нужно проверить, что она приводит к правильному результату, будучи примененной к данным правильного участка работы ATIC-2. То есть, нужно убедиться, что деконволюция для спектров энерговыделений ATIC-2, полученных жесткой фильтрацией с использованием низких ворот  $G_0$ , является корректной процедурой, которая приводит к тому же результату, что и деконволюция исходного спектра энерговыделений ATIC-2 без какой-либо фильтрации. Прежде чем представить результат такой проверки, необходимо сделать несколько замечаний.

Для реконструкции исходного спектра по спектру энерговыделений, полученному с жесткими энергетическими воротами для верхнего слоя калориметра, на основе симуляции прибора следует вычислить аппаратную функцию  $A_{ij}$  для этих условий (отдельно для каждого ядра и для каждого значения ворот  $G_0$ ) и решать обратную задачу методом тихоновской регуляризации точно так, как это было описано в главе 6. Специфическая проблема, однако, состоит в том, что для случая очень жестких ворот ( $G_0 \sim 10 \div 15$  ГэВ) задача становится довольно сложной. Фактически мы пытаемся восстановить все данные по их маленькому фрагменту, что особенно существенно для самых высоких энергий. Если представить решение обратной задачи в приблизительных терминах более простого метода дифференциальных сдвигов (раздел 6.6), где исходный спектр получается путем масштабирования по энергии и нормировкой с учетом энергозависимой эффективности регистрации, то для высоких энергий, с использованием достаточно низких ворот  $G_0$ , эффективность регистрации составляет величину масштаба всего лишь  $0.1 \div 0.05$  и даже меньше. Очевидно, что в этих условиях даже очень небольшая абсолютная ошибка в аппаратной функции  $A_{ij}$ , полученной методом симуляции, может привести к вполне заметным ошибкам в реконструированном первичном спектре. Поэтому для низких зна-

чений ворот  $G_0$  мы можем надеяться на получение лишь качественно верного результата решения обратной задачи.

На рис. A.10 сравниваются результаты решения обратной задачи для исходных спектров энерговыделений протонов и гелия, полученных по правильному участку полета ATIC-2 и для спектров энерговыделений, полученных с воротами  $G_0 = 30$  ГэВ. Видно, что, хотя спектры энерговыделений с воротами и без ворот отличаются очень сильно, результаты деконволюции практически идентичны. То есть метод очень хорошо работает даже в довольно жестких условиях, когда эффективность регистрации на высокоэнергетическом краю спектра падает примерно до 0.2 для протонов и 0.1 для гелия (что видно из сравнения спектров энерговыделений с воротами и без на левых панелях рис. A.10).

На рис. A.11 аналогичное сравнение проводится для ворот  $G_0 = 10$  ГэВ. Хотя для ядер гелия эффективность при высоких энергиях падает уже до  $\sim 0.03$ , а для протонов до  $\sim 0.1$ , видно, что первичные спектры восстанавливаются качественно верно, хотя детали поведения спектров не воспроизводятся, как для ворот  $G_0 = 30$  ГэВ (рис. A.10). В частности, вполне сохраняется главный результат – различие наклонов спектров протонов и гелия (рис. A.12).

Для корректной реконструкции спектров по данным полета ATIC-1 надо не только выполнить деконволюцию спектров с жесткими воротами  $G_0$ , но и сделать это с использованием только половины спектрометра  $x < 0$ . Аппаратная функция  $A_{ij}$  для этого должна вычисляться специально, независимо от аппаратной функции для полного прибора. Прежде чем применять эту процедуру к данным ATIC-1, ее работоспособность особо должна быть проверена на правильных данных ATIC-2, причем ее нужно проверить для каждой из половин спектрометра отдельно, чтобы сравнить результаты и получить дополнительную информацию об устойчивости процедуры. Побочным продуктом такого теста будет проверка, что каждая из половин прибора ATIC-2 независимо приводит к одному и тому же первичному спектру. На рис. A.13 показаны результаты такого теста для спектров протонов и гелия. Прежде всего, видно что по обеим половинам прибора в обычных условиях, без ворот, восстанавливаются одинаковые, в пределах ошибок, спектры. Видно также, что качественно верное поведение спектров сохраняется и с воротами  $G_0 = 15$  ГэВ.

Проведенные тесты показывают, что процедуры восстановления первичных спектров должны корректно работать для данных, полученных с ошибками работы ПТ, но они показывают также внутреннюю устойчивость и самосогласованность процедур восстановления первичных спектров по данным правильного участка полета ATIC-2, т.е. того

массива данных, который является основным источником результатов настоящей диссертации.

## A.4 Реконструкция первичных спектров протонов и гелия по данным ATIC-4, ATIC-1 и ATIC-2(S1S3-1=0V)

Ниже будут приведены результаты реконструкции первичных спектров протонов и гелия для данных ATIC-4, ATIC-1 и ATIC-2(S1S3-1=0V), полученных с аномалиями в работе ПТ. В каждом случае были подобраны такие ворота  $G_0$ , что спектры протонов и гелия для данных с ошибками работы ПТ выглядят так же, как результат такой же фильтрации правильных данных ATIC-2 – т.е. данные освобождены от влияние неправильной работы ПТ. Затем результаты реконструкции данных ATIC-4, ATIC-1 и ATIC-2(S1S3-1=0V) сравниваются с результатами реконструкции правильных данных ATIC-2 в тех же условиях, то есть с теми же воротами  $G_0$  и по целому калориметру или только по половине, когда как нужно. То, что полученные таким способом первичные спектры для правильных данных ATIC-2 всегда являются качественно верными, было показано в предыдущем разделе A.3.

На рис. A.14, A.15, A.16 показаны результаты реконструкции первичных спектров протонов и гелия по данным полетов ATIC-4, ATIC-1 и по неправильному начальному участку полета ATIC-2 (S1S3-1=0V), соответственно. Можно отметить, что, во-первых, во всех трех случаях воспроизведен главный качественный результат: наклоны спектров протонов и гелия разные, причем спектр протонов круче. Этот результат получается по всем без исключения полетам спектрометра ATIC, в том числе и по первому тестовому полету ATIC-1. То есть утверждение, сделанное в статьях [290, 292], согласно которому ATIC-1 приводит к одинаковым наклонам спектров протонов и гелия, неверно. Правильно обработанные данные полета ATIC-1 приводят к тому же результату, что и полет ATIC-2. Таким образом, различие наклона спектров протонов и гелия подтверждается всеми полетами ATIC. Во-вторых можно заметить, что поведение спектров разных полетов не соответствует друг другу в деталях: первичные спектры протонов и гелия, реконструированные по полетам ATIC-1 и ATIC-4 имеют волнообразную структуру, которой не видно в аналогичных результатах ATIC-2. Но в этом и нет ничего неожиданного. Деконволюцию для данных ATIC-1 и ATIC-4 приходится проводить с весьма жесткими

порогами  $G_0$  (15 ГэВ и 10 ГэВ соответственно), и от такой деконволюции, как указывалось в разделе A.3, можно ожидать только качественно верного результата, как, например, приблизительное воспроизведение различия средних наклонов спектров протонов и гелия (см. также рис. A.11, рис. A.12, рис. A.13), но не деталей поведения спектров.

Таким образом, в основном, результаты ATIC-1 и ATIC-4 подтверждают результаты ATIC-2, но, к сожалению, не могут дать существенной новой научной информации по спектрам ядер, так как корректная обработка их данных предполагает очень жесткую фильтрацию данных воротами  $G_0$ , что сопровождается драматической потерей статистики и потерей информации о тонких деталях поведения спектров. В тоже время, правильный участок полета ATIC-2 дает в высокой степени самосогласованную картину данных, и именно он может и должен использоваться для получения научной информации.

### Log10(EBGO) - trajectory defined, charge found

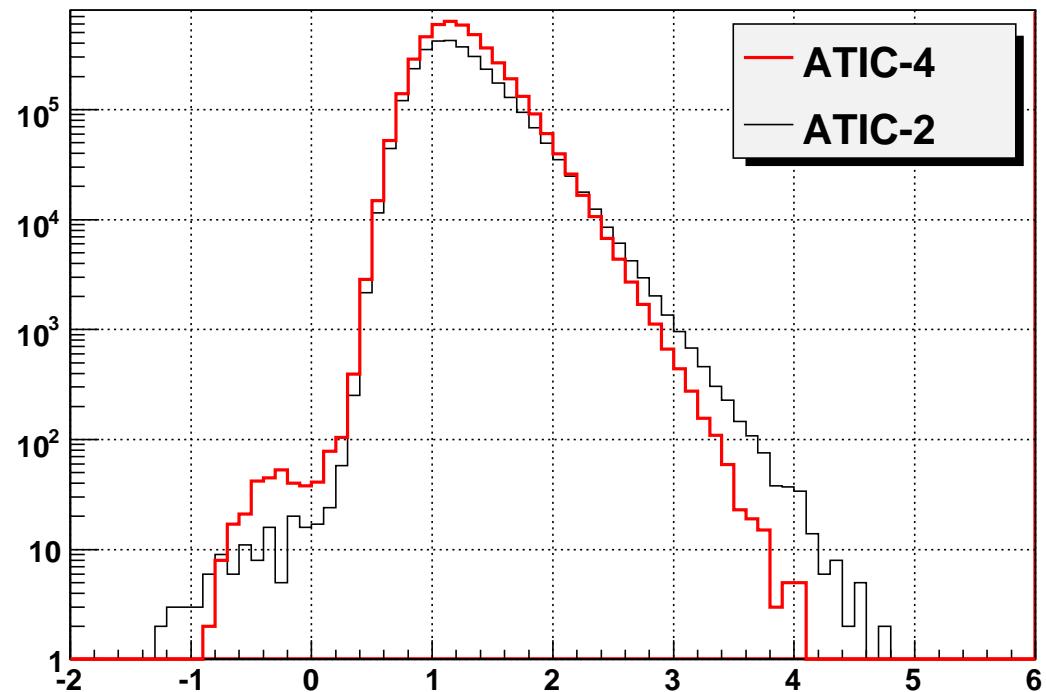


Рис. A.1: Спектры энерговыделений в калориметре спектрометра ATIC-2 и в первых восьми слоях калориметра ATIC-4 для всех событий с реконструированной траекторией и найденным зарядом. Спектр на этом рисунке и все другие спектры энергий или спектры энерговыделений калориметра в приложении А приводятся в терминах количества событий на один энергетический бин для набора логарифмически-эквидистантных энергетических бинов.

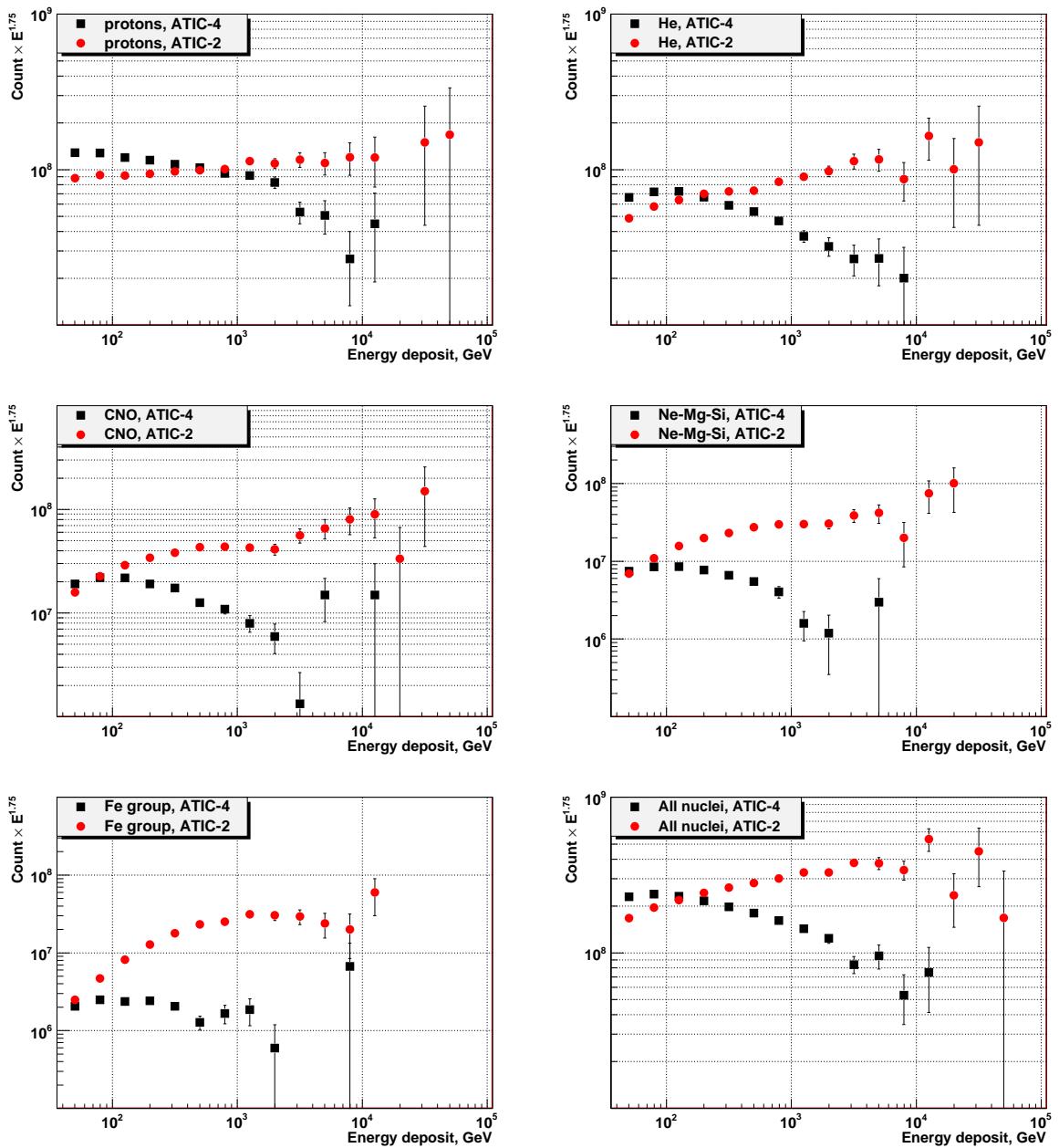


Рис. A.2: Спектры энерговыделений для разных групп ядер, сравнение ATIC-4 и ATIC-2.  
Спектры представлены без нормировки, как получены.

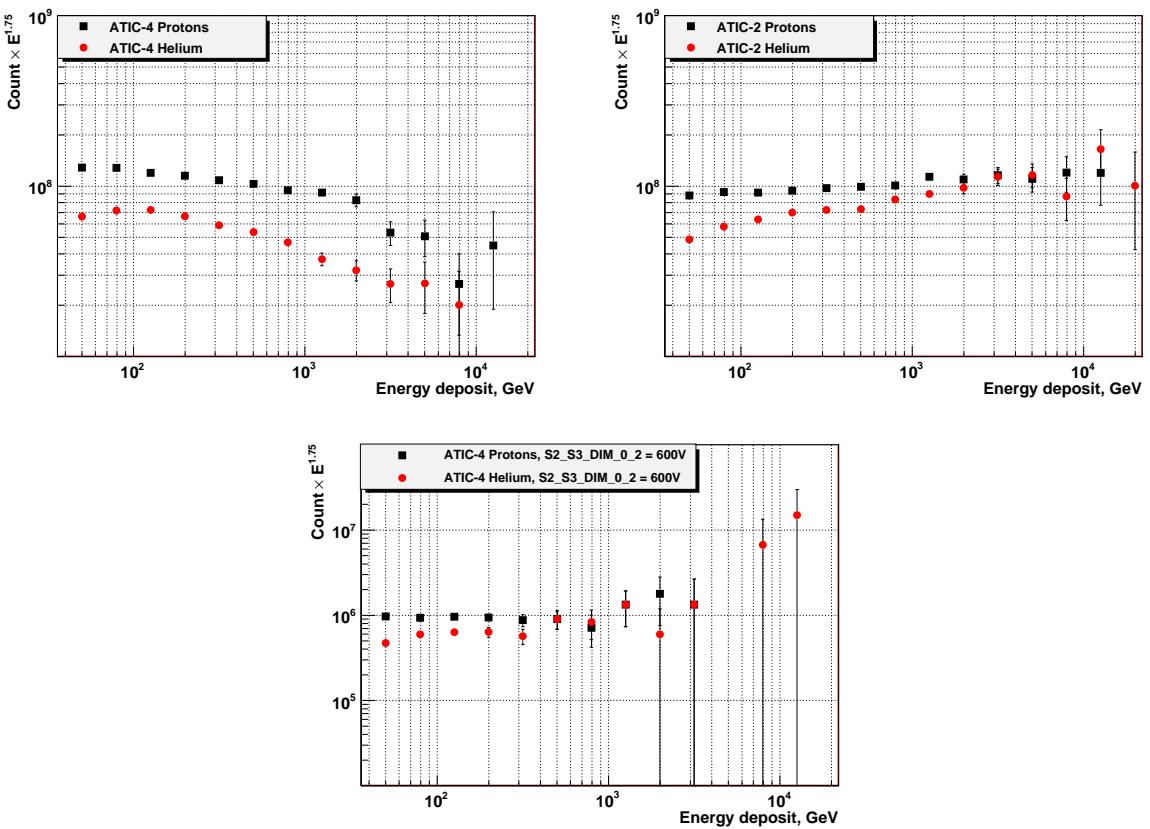


Рис. A.3: Две верхние панели: спектры энерговыделений протонов и гелия в экспериментах ATIC-4 (по всему полетному времени) и ATIC-2. Нижняя панель: спектры энерговыделений протонов и гелия ATIC-4 с 28.2 часа по 30.8 часа полетного времени, когда на конвертере S2-S3 ( $Y$ ) поддерживалось напряжение 600 В вместо 960 В.

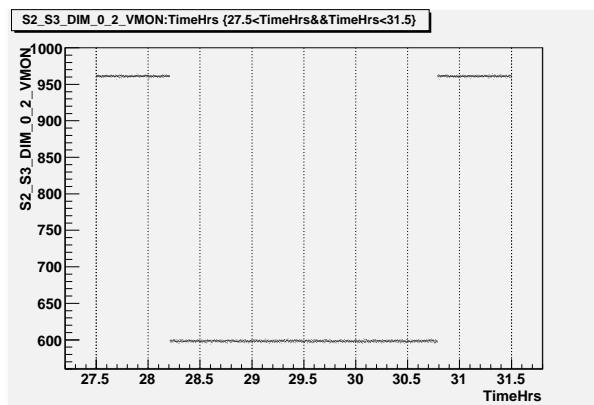


Рис. A.4: 600 В - период для одного из конвертеров слоев S2 и S3 сцинтилляторов полета ATIC-4 ( $Y$ -координаты).

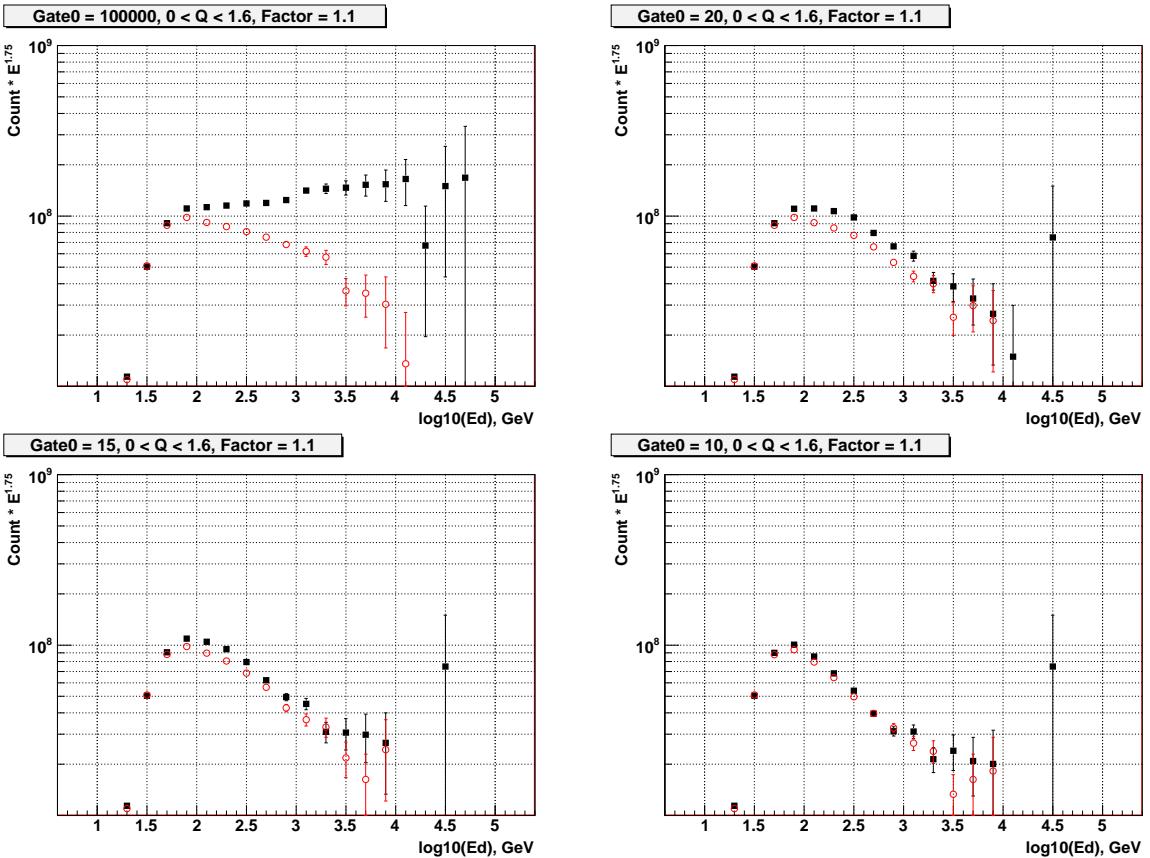


Рис. A.5: Сравнение  $E_d$ -спектров протонов для ATIC-2 (правильный период, S1S3-1=600V) (черные сплошные квадраты) и ATIC-4 (красные пустые кружки) без энергетических ворот в верхнем слое калориметра (верхняя левая панель) и с воротами 20 ГэВ, 15 ГэВ, 10 ГэВ. Коэффициент нормализации времени для полета ATIC-4 по отношению к ATIC-2(S1S3-1=600V) составляет 1.1. Видно, как по мере увеличения жесткости фильтрации событий воротами  $G_0$  спектры становятся все более похожими друг на друга и, в конце концов, практически одинаковыми.

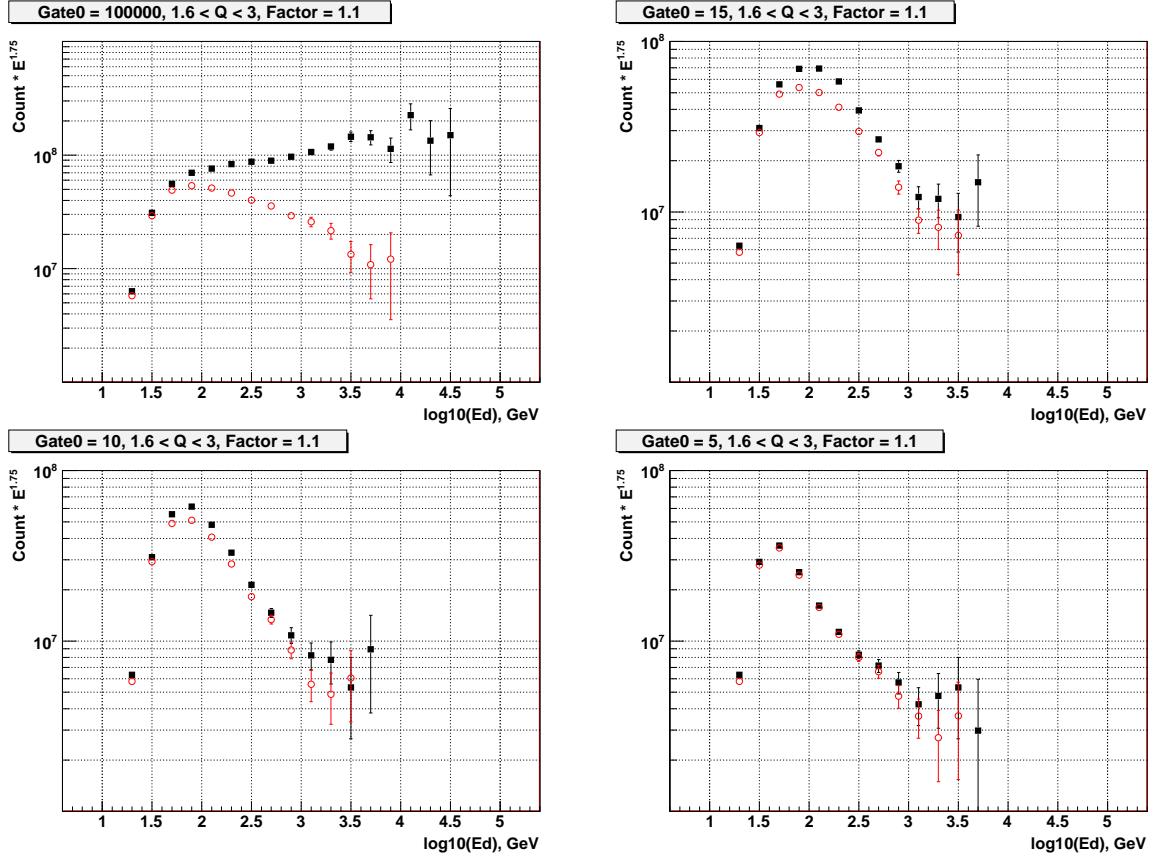


Рис. А.6: Сравнение  $E_d$ -спектров ядер гелия для ATIC-2 (правильный период, S1S3-1=600 В) (черные сплошные квадраты) и ATIC-4 (красные пустые кружки) без энергетических ворот в верхнем слое калориметра (верхняя левая панель) и с воротами 15 ГэВ, 10 ГэВ, 5 ГэВ. Коэффициент нормализации времени для полета ATIC-4 по отношению к ATIC-2(S1S3-1=600 В) составляет 1.1.

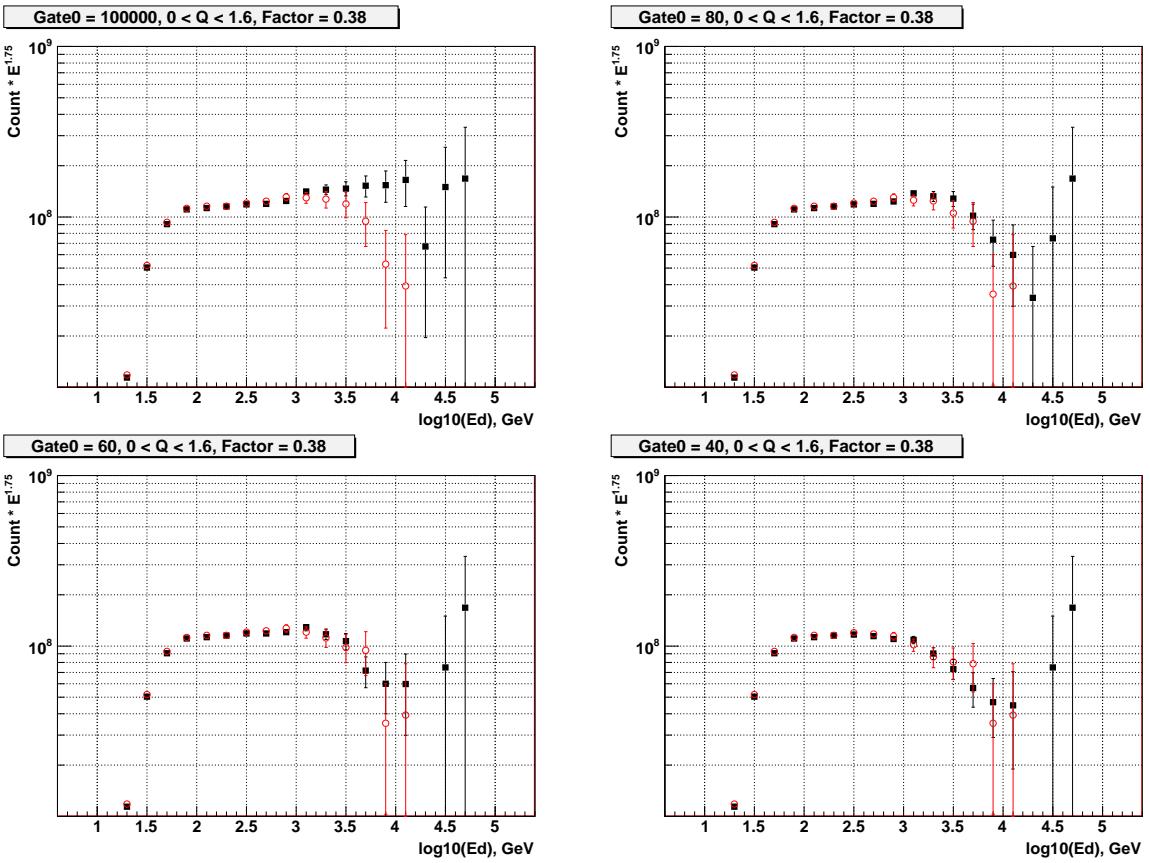


Рис. A.7: Сравнение  $E_d$ -спектров протонов для ATIC-2 (правильный период, S1S3-1=600 В) (черные сплошные квадраты) и ATIC-2(S1S3-1=0 В) (красные пустые кружки) без энергетических ворот в верхнем слое калориметра (верхняя левая панель) и с воротами 80 ГэВ, 60 ГэВ, 40 ГэВ. Коэффициент нормализации времени для участка ATIC-2(S1S3-1=0V) по отношению к участку ATIC-2(S1S3-1=600V) составляет 0.38.

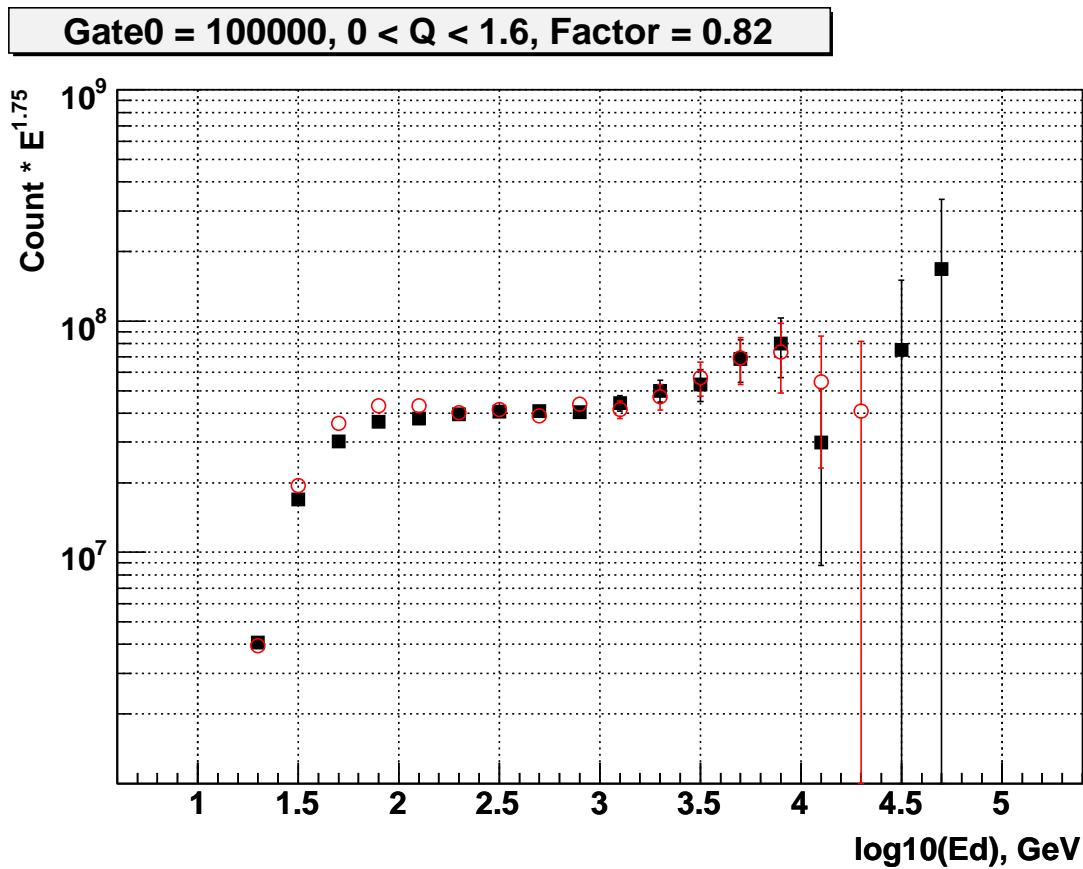


Рис. A.8: Сравнение  $E_d$ -спектров ядер протонов для ATIC-2 (правильный период, S1S3-1=600 В) (черные сплошные квадраты) и ATIC-1 (красные пустые кружки) без энергетических ворот в верхнем слое калориметра. Коэффициент нормализации живого времени ATIC-1 к участку ATIC-2(S1S3-1=600V) 0.82.

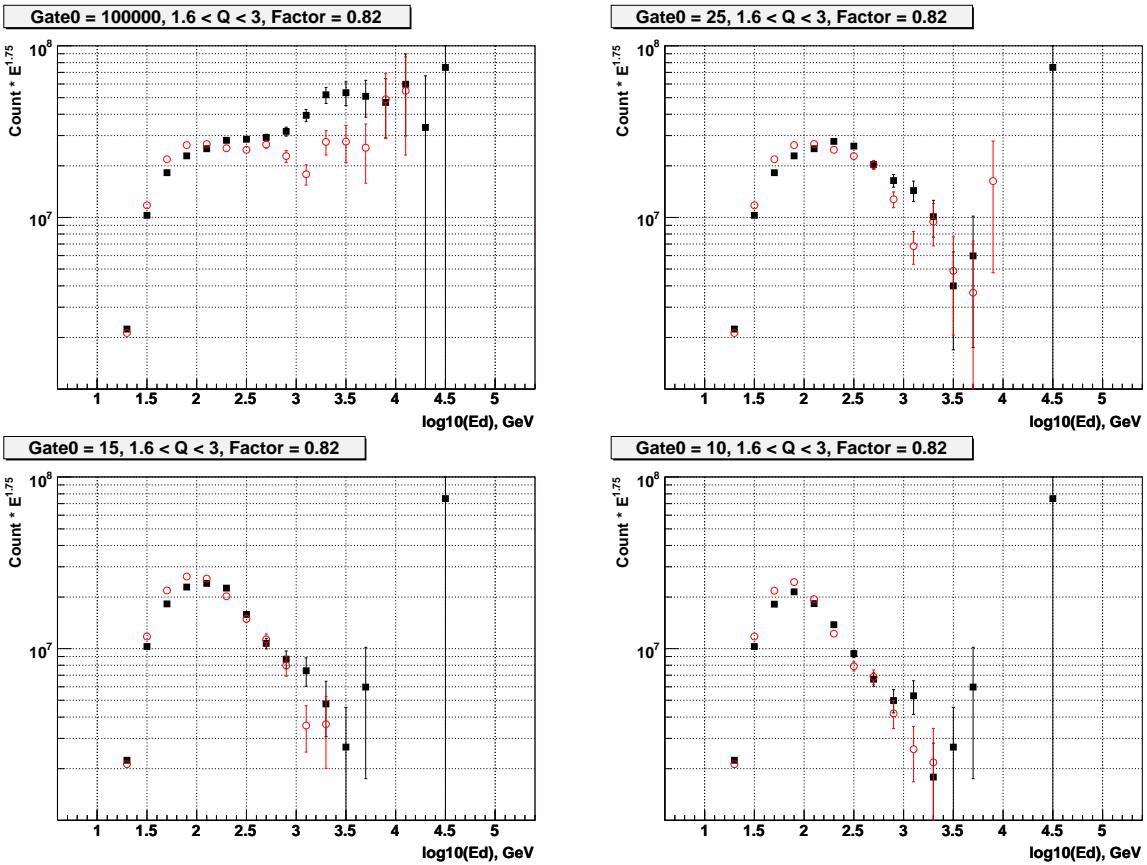


Рис. A.9: Сравнение  $E_d$ -спектров ядер гелия для ATIC-2 (правильный период, S1S3-1=600 В) (черные сплошные квадраты) и ATIC-1 (красные пустые кружки) без энергетических ворот в верхнем слое калориметра (верхняя левая панель) и с воротами 25 ГэВ, 15 ГэВ, 10 ГэВ. Коэффициент нормализации времени для участка ATIC-1 по отношению к участку ATIC-2(S1S3-1=600V) составляет 0.82.

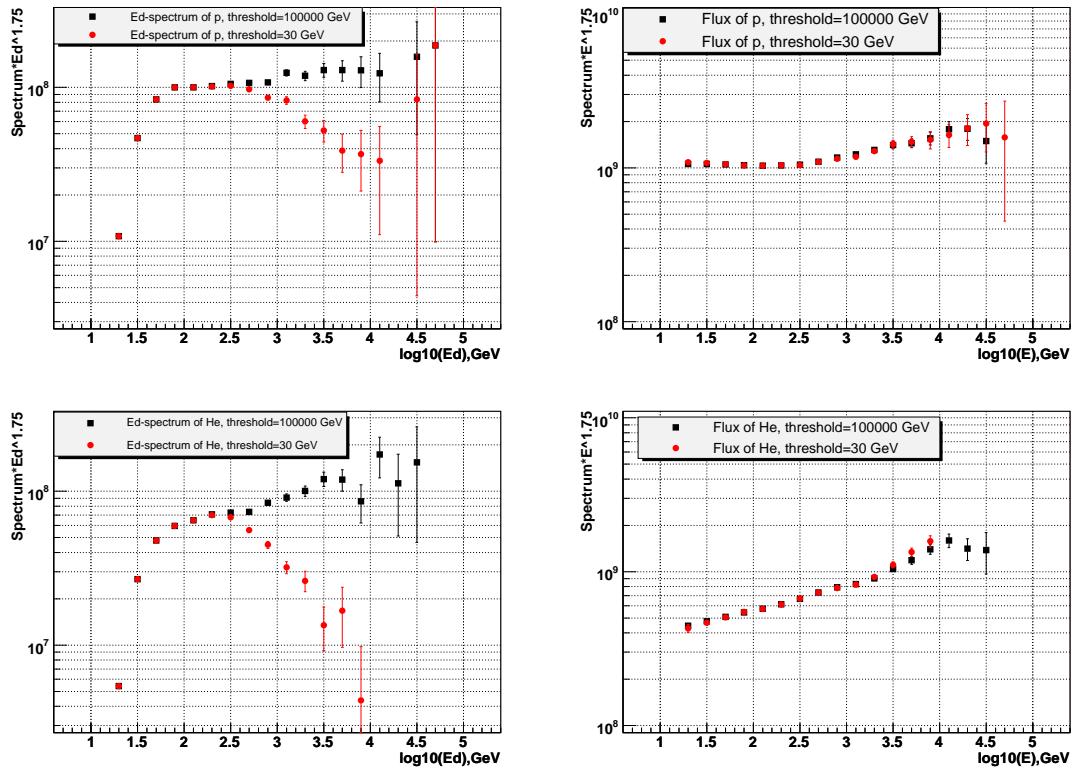


Рис. A.10: ATIC-2, правильный период. Сравнение реконструкции первичного спектра протонов (две верхние панели) и гелия (две нижние панели) без ворот в верхнем слое калориметра (черные квадратики) и с воротами  $G_0 = 30$  ГэВ (красные кружки). Слева – спектры энерговыделений  $E_d$ , справа – результат реконструкции (в терминах потока на энергетический бин, не на единицу энергии).

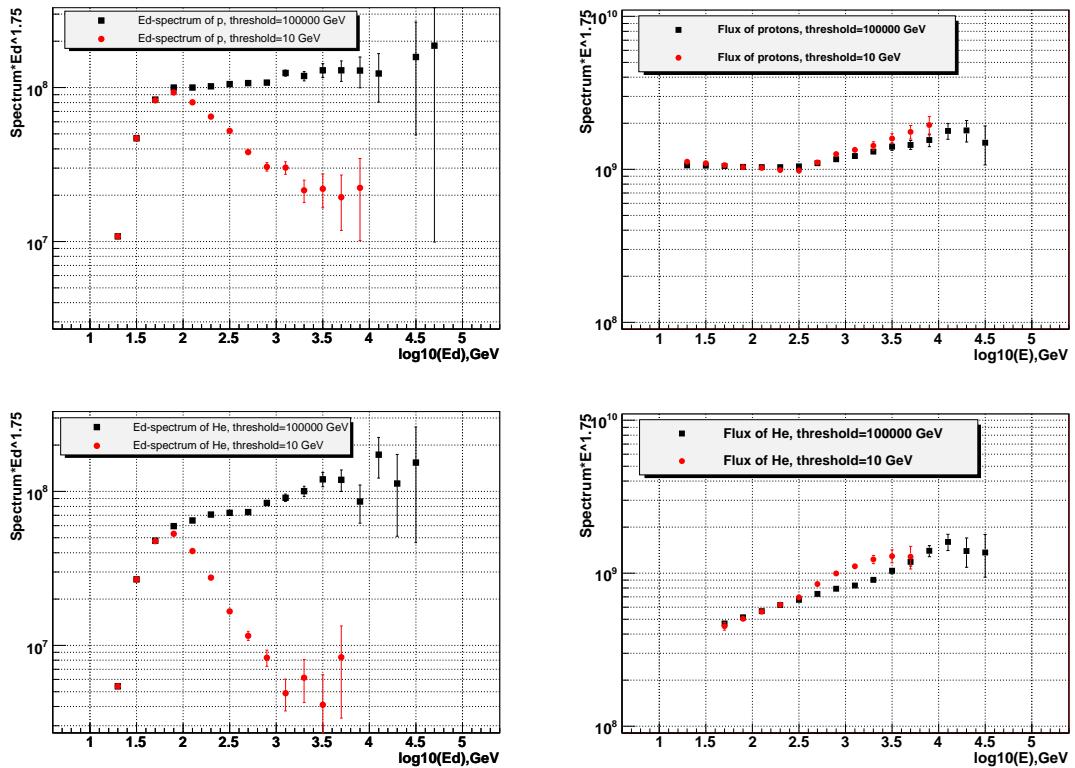


Рис. A.11: ATIC-2, правильный период. Сравнение реконструкции первичного спектра протонов (две верхние панели) и гелия (две нижние панели) без ворот в верхнем слое калориметра (черные квадратики) и с воротами  $G_0 = 10$  ГэВ (красные кружки). Слева – спектры энерговыделений  $E_d$ , справа – результат реконструкции (в терминах потока на энергетический бин, не на единицу энергии).

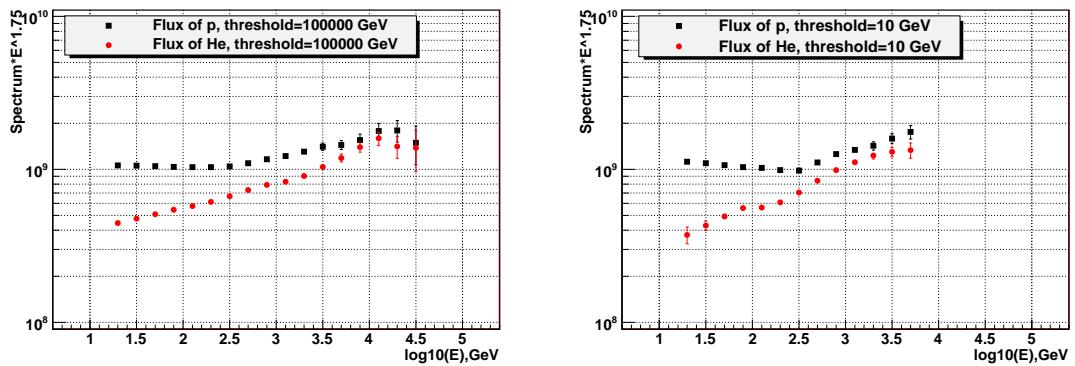


Рис. A.12: ATIC-2, правильный период. Сравнение реконструкции первичного спектра протонов (черные квадратики) и гелия (красные кружки) без ворот (левая панель) и с воротами  $G_0 = 10$  ГэВ (правая панель).

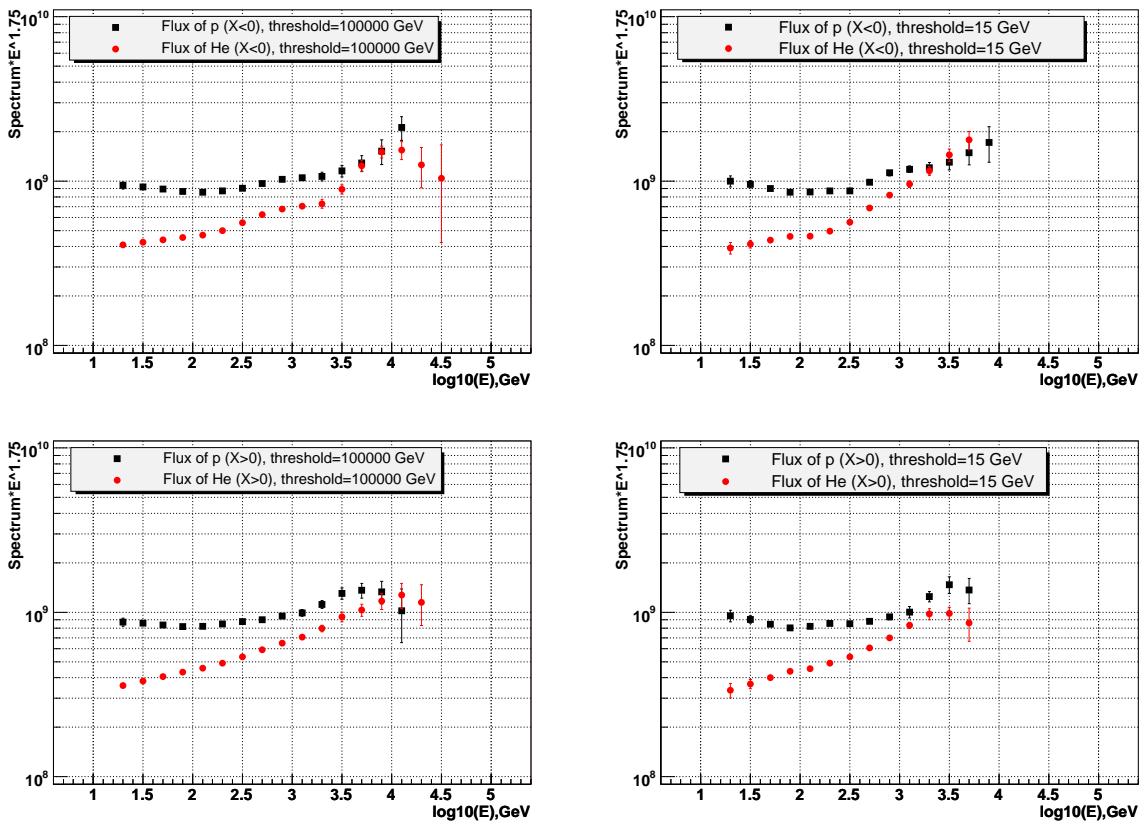


Рис. A.13: ATIC-2, правильный период. Реконструкция первичных спектров протонов (черные квадратики) и гелия (красные кружки) по одной половине калориметра. Две верхние панели относятся к половине  $x < 0$ , две нижние панели относятся к половине  $x > 0$ . Левые панели – без ворот, правые панели – с воротами  $G_0 = 15$  ГэВ.

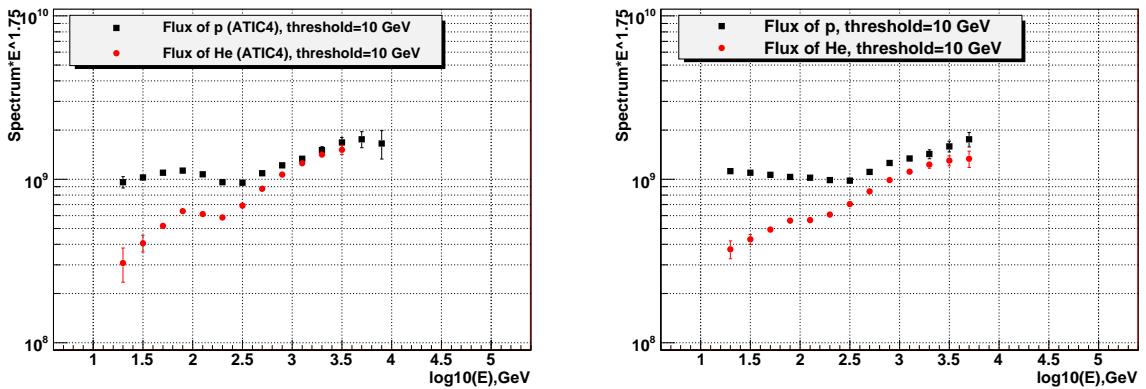


Рис. A.14: Реконструкция первичных спектров протонов (черные квадратики) и гелия (красные кружки) для полета ATIC-4 с воротами  $G_0 = 10$  ГэВ (левая панель) и для правильных данных ATIC-2 в тех же условиях (правая панель).

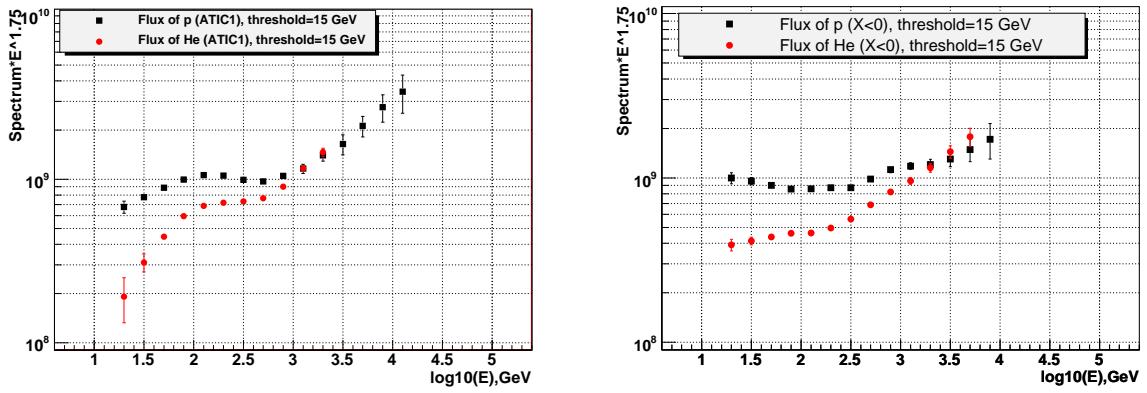


Рис. A.15: Реконструкция первичных спектров протонов (черные квадратики) и гелия (красные кружки) для полета ATIC-1 с воротами  $G_0 = 15$  ГэВ (левая панель) и для правильных данных ATIC-2 в тех же условиях (правая панель).

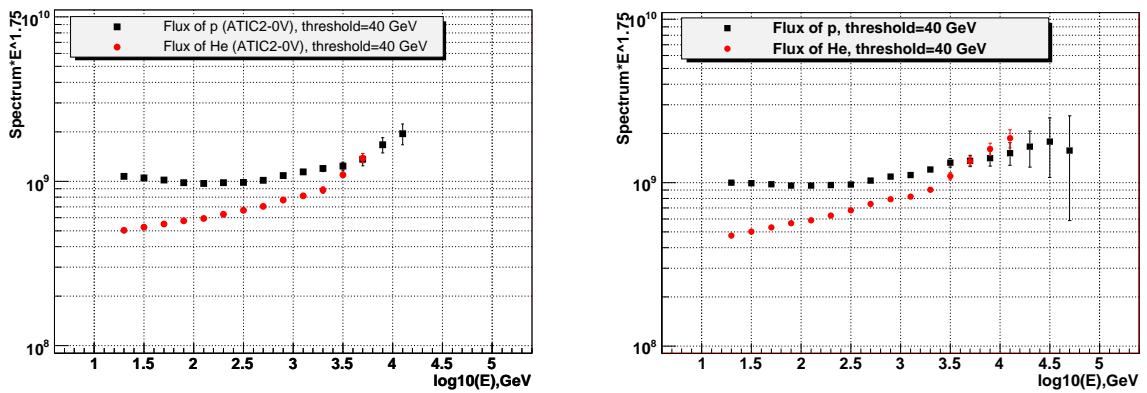


Рис. A.16: Реконструкция первичных спектров протонов (черные квадратики) и гелия (красные кружки) для начального ошибочного участка полета ATIC-2(S1S3-1=0V) с воротами  $G_0 = 40$  ГэВ (левая панель) и для правильных данных ATIC-2 в тех же условиях (правая панель).

# Приложение В

## Тесты Григорова

Одной из последних работ Наума Леонидовича Григорова было «Письмо к участникам ATIC-коллаборации» [42]. Наум Леонидович защищал идею, согласно которой в спектре протонов существует излом (укручение) вблизи энергии около 1 ТэВ и предполагал, что спектрометр ATIC тоже должен наблюдать эту особенность. Первые опубликованные предварительные спектры протонов, полученные в полетах ATIC-1 и ATIC-2, не показали признаков этого излома, но Наум Леонидович считал, что это может быть результатом неверной селекции событий, которые в эксперименте ATIC интерпретируются как протонные события. В связи с этим в своем письме [42] он предложил четыре теста, которые должны были показать наличие излома и вскрыть ошибки в обработке данных.

Так как Наум Леонидович считал отсутствие излома в спектре протонов следствием неверной селекции событий, то он предложил способ убедиться в существовании излома полностью отказавшись от селекции, и рассматривая все события. Если излом в спектре протонов существует, то тогда в спектре всех энерговыделений калориметра вблизи энергии, несколько меньшей 1 ТэВ (энерговыделение, отвечающее начальной энергии 1 ТэВ для протонов, около 0.3 ТэВ) должна образоваться ступенька вниз. Первый тест состоит в том, чтобы получить спектр всех энерговыделений калориметра, умножить его на  $E_d^{2.6}$ , приведя к почти горизонтальному виду, и внимательно изучить на предмет наличия ступеньки. Второй тест состоит в том, чтобы первые семь слоев калориметра использовать просто как пассивный поглотитель, и посмотреть на спектр энерговыделений только в последнем слое. На рис. B.1 показаны результаты этих двух тестов. На графиках показаны спектры всех энерговыделений, так что любая субъективность, связанная с селекцией событий, исключена. Ни на одном из графиков не видно признаков ожидаемой ступеньки.

Два других теста предназначены, чтобы показать, что алгоритм селекции протонов может искажать число событий за счет шумов кремниевой матрицы и обратных токов.

Мы не будем приводить детали описания этих двух тестов и результаты проверок. Оба они дают слабый положительный результат, подтверждая некоторое искажение числа событий, которое, однако, является вполне ожидаемым. Тесты основаны на сравнении спектров с разными коридорами отбора событий и на анализе расстояний от отобранных событий до реконструированной траектории. На поведение тестов такого рода с несомненностью влияют обратные токи, о чем, в частности, и пишет Наум Леонидович. Но наличие обратных токов, включая их сложное поведение с ростом энергии, адекватно учитывалось в обработке данных. Эта программа была еще не вполне реализована на момент написания упомянутого письма, поэтому замечание Наума Леонидовича было вполне справедливым. Он пишет также о шумах матрицы, и по этому поводу надо заметить следующее. Амплитуда шумов матрицы мала, в несколько раз ниже характерного ионизационного сигнала протона в кремниевой матрице, поэтому шумовой сигнал никогда не может быть принят за ядро более тяжелое, чем протон, здесь не может быть потери протонных событий. Однако, амплитудное распределение шумов частично перекрывает с амплитудным распределение сигнала однозарядных частиц, поэтому в некоторых (довольно редких) случаях сигнал реального протона может оказаться меньше шумового сигнала в коридоре поиска, и шумовой сигнал ошибочно будет принят за протон. Но если вместо сигнала протона ошибочно будет отобран пиксел с шумовым сигналом, то не произойдет ошибки идентификации заряда, так как ей будет приписан заряд 1 из-за малой амплитуды сигнала. Здесь опять нет искажения числа протонных событий. Вероятность того, что вместо ядра тяжелее протона ошибочно будет выбран шумовой сигнал и интерпретирован как протон очень мала, так как траектории тяжелых частиц восстанавливаются очень надежно, и любое ядро тяжелее протона в коридоре ошибок обнаруживается с вероятностью близкой к 100%. Единственный случай, когда ошибка реально возникает, состоит в том, что приходит гамма-квант, который вообще не создает сигнала в кремниевой матрице, но в качестве сигнала ошибочно выбирается шумовой пиксел и интерпретируется как сигнал заряда 1. Тогда гамма-квант принимается за протон. Однако число гамма-квантов заведомо очень мало (примерно на порядок меньше, чем электронов), поэтому такими искажениями спектра протонов точно можно пренебречь. Таким образом, влияние обратных токов вполне учтено, а шумы просто не могут значимо искажить спектр протонов.

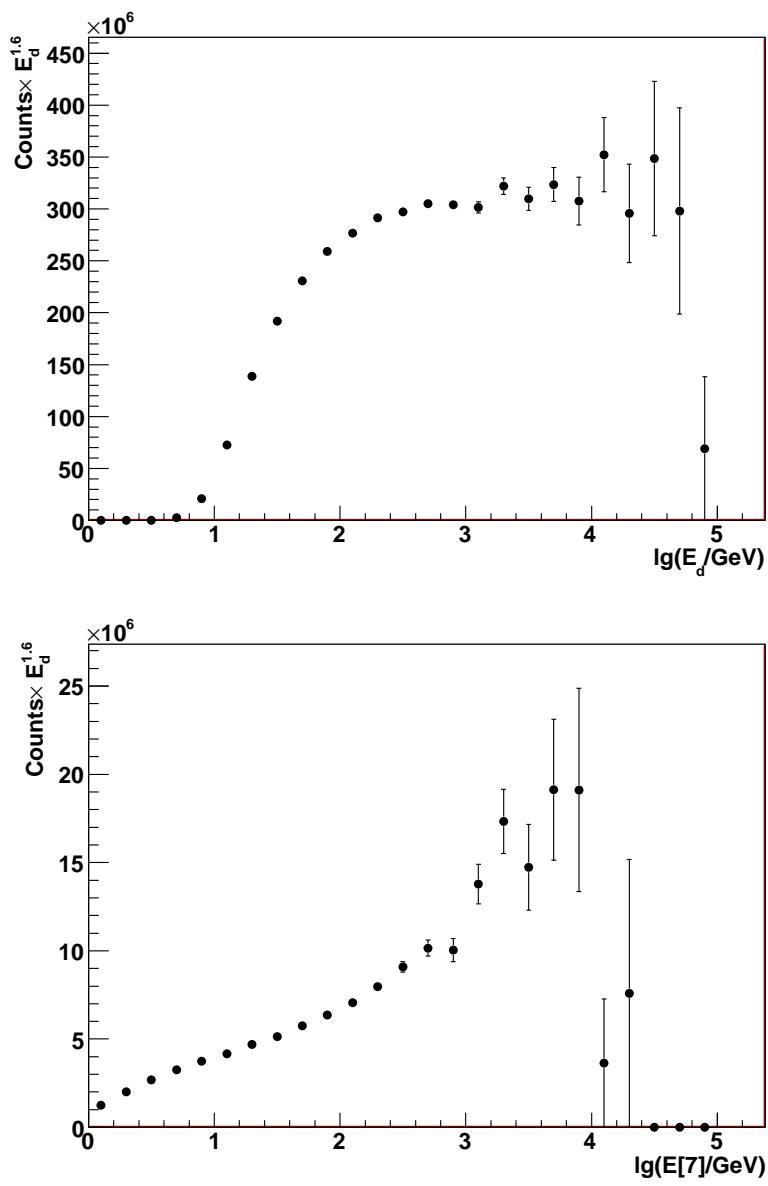


Рис. B.1: Верхний график: спектр всех энерговыделений калориметра ATIC-2. Нижний график: спектр энерговыделений нижнего слоя слоя калориметра (слой номер 7, слои считаются сверху, начиная с нуля). В обоих случаях использованы все события, любая селекция отсутствовала

# Литература

- [1] M.J. Ryan, J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam. *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra above 50 GeV.* // Phys. Rev. Lett. 1972, V. 28, P. 985–988.
- [2] Н.Л. Григоров, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Г.А. Скуридин. *Изучение энергетического спектра первичных космических лучей высокой и сверхвысокой энергий на космических станциях «Протон».* // ЯФ, 1970, Т .11, С. 1058–1069.
- [3] В.В. Акимов *Изучение энергетического спектра протонов первичных космических лучей на ИСЗ "ПРОТОН-3".* // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Москва, 1973.
- [4] Н.Л. Григоров, В.Е. Нестеров, В.Л. Прохин, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко. *Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц первичных космических лучей в области высоких энергий по данным измерения на исз «Протон».* // Известия АН СССР, сер. физ. 1971, Т.35, №12, С.2443–2445.
- [5] D. Mueller, S.P. Swordy, P. Meyer, J. L'Heureux, J.M. Grunsfeld. *Energy spectra and composition of primary cosmic rays.* // ApJ, 1991, V. 374, P. 356–365.
- [6] J.J. Engelmann, P. Ferrando, A. Soutoul, et al. *Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni – Results from HEAO-3-C2.* // Astronomy and Astrophysics, V. 233, 1990, P. 96–111.
- [7] W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel, et al. *Cosmic-ray energy spectra between 10 and several hundred GeV per atomic mass unit for elements from  $^{18}\text{Ar}$  to  $^{28}\text{Ni}$  – Results from HEAO 3.* // ApJ, 1988, V. 324, P. 1106–1117.
- [8] J. Chang, J. H. Adams Jr, H. S. Ahn, G. L. Bashindzhagyan, M. Christl, O. Ganel, T. G. Guzik, J. Isbert, K. C. Kim, E. N. Kuznetsov, M. I. Panasyuk, A. D. Panov, W. K. H. Schmidt, E. S. Seo, N. V. Sokolskaya, J. W. Watts, J. P. Wefel, J. Wu, V. I. Zatsepin. *An excess of cosmic ray electrons at energies of 300–800 GeV.* // Nature, 2008, V. 456, P. 362–365.
- [9] A.D. Panov, V.I. Zatsepin, N.V. Sokolskaya, J.H. Adams, Jr., H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, E. B. Postnikov, E.S. Seo, J. Watts, J.P. Wefel, and J. Wu. *Systematics in the electron spectrum measured by ATIC.* // 31th International Cosmic Ray Conference, 2009. URL: <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0356.pdf>.

- [10] A. D. Panov, V. I. Zatsepин, N. V. Sokolskaya, G. L. Bashindzhagyan, E. N. Kouznetsov, M. I. Panasyuk, E. B. Postnikov, J. H. Adams, Jr., M. Christl, J. Watts, H. S. Ahn, K. C. Kim, E. S. Seo, J. Wu, J. Chang, T. G. Guzik, J. Isbert, J. P. Wefel. *Fine Structure in the Cosmic Ray Electron Spectrum Measured by ATIC*. // In: Proceedings of the Fourteent Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics. Particle Physics at the Year of Astronomy. Ed.: A. I. Studenikin. World Scientific, 2010, P. 256–258.
- [11] А.Д. Панов, Дж.Х. Адамс, мл., Х.С. Ан, Г.Л. Башинджагян, Дж.В. Ваттс, Дж.П. Вефель, Дж. Ву, Т.Г. Гузик, В.И. Зацепин, И. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, М.И. Панасюк, Е.Б. Постников, Э.С. Сио, Н.В. Сокольская, Дж. Чанг. *Тонкая структура спектра электронов космических лучей по результатам экспериментов ATIC-2 и ATIC-4*. // Известия РАН. Сер. Физическая, 2011, Т. 75, №.3, С. 348–351.
- [12] A.D. Panov, V.I. Zatsepин, N.V. Sokolskaya, J.H. Adams, Jr., H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, E.B. Postnikov, E.S. Seo, J. Watts, J.P. Wefel, J. Wu. *Possible structure in the cosmic ray electron spectrum measured by the ATIC-2 and ATIC-4 experiments*. // *Astrophys. Space Sci. Trans.*, 2011, V. 7, 119-124, 2011 ([www.astrophys-space-sci-trans.net/7/119/2011/](http://www.astrophys-space-sci-trans.net/7/119/2011/)).
- [13] A D Panov. *Electrons and Positrons in Cosmic Rays*. // Journal of Physics: Conference Series, 2013, V. 409, id 012004.
- [14] В.И. Зацепин, Дж.Х. Адамс-мл., Х.С. Ан, Дж. Ампе, Г.Л. Башинджагян, Д. Вагнер, Дж.З. Ванг, Дж.П. Вефель, А.Г. Воронин, Дж. Ву, О. Ганел, Р. Гоулд, Д. Гранжер, Р. Гунасингха, Т.Г. Гузик, А. Зигура, Дж. Изберт, Г. Кейс, Т. Кара, Х.Дж. Ким, К.Ц. Ким, С.К. Ким, Е.Н. Кузнецов, И. Квон, Т. Лемчик, М.И. Панасюк, А.Д. Панов, Б. Прайс, Г.А. Самсонов, Н.В. Сокольская, М. Сен, Э.С. Сио, Р. Сина, М. Стюарт, А. Топтыгин, С. Убре, А. Фазели, И.Дж. Хан, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт, С. Эллисон.. *Статус эксперимента АТИК*. // Известия Академии Наук; серия физическая, Т. 65, №.3, 2001, С. 426–429.
- [15] В.И. Зацепин, Дж.Х. Адамс-мл., Х.С. Ан, Г.Л. Башинджагян, К.Е. Батьков, Дж.З. Ванг, Дж.П. Вефель, А.Г. Воронин, Дж. Ву, О. Ганел, Д. Гранжер, Р. Гунасингха, Т.Г. Гузик, Дж. Изберт, Г. Кейс, Х.Дж. Ким, К.Ц. Ким, С.К. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, С.А. Накви, М.И. Панасюк, А.Д. Панов, Б. Прайс, Г.А. Самсонов, Н.В. Сокольская, Е.С. Сио, Р. Сина, М. Стюарт, А. Фазели, И.Дж. Хан, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт.. *Зарядовое разрешение в эксперименте АТИК*. // Известия Академии Наук; серия физическая, 2002, Т.66, №.11, С.1631–1633.
- [16] H.S. Ahn, J.H. Adams, G. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, M. Cox, S.B. Ellison, A.R. Fazely, O. Ganel, R. Gould, C.P. Granger, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E. Kouznetsov, A. Malinine, M. Panasyuk, A. Panov, B. Price, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, R. Sina, D. Smith, N.V. Sokolskaya, M. Stewart, J.Z. Wang, J. Watts, J.P. Wefel, J. Wu, V. Zatsepин.. *Atic Experiment: Preliminary Results from the Flight in 2002*. // Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1853–1856.

- [17] V.I. Zatsepин, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu. *Experience of Application of Silicon Matrix as a Charge Detector in the ATIC Experiment.* // Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1857–1860.
- [18] V.I. Zatsepин, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu. *Comparison of Measured and Simulated Albedo Signals in the ATIC Experiment.* // Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1861–1864.
- [19] J.P. Wefel, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, M. Cox, S.B. Ellison, A.R. Fazley, O. Ganel, R. Gould, C.P. Granger, D. Granger, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, A. Malinine, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, B. Price, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, D. Smith, N.V. Sokolskaya, M. Stewart, J.Z. Wang, J. Watts, J. Wu, V.I. Zatsepин. *The ATIC Science Flight in 2002-03: Description and Preliminary Results.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1849–1852.
- [20] T.G. Guzik, J.H. Adams, H.S. Ahn, G. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, D. Granger, R.M. Gunasingha, Y.I. Han, J. Isbert, H.J. Kim, K.C. Kim, S.K. Kim, E.N. Kouznetsov, M. Panasyuk, A. Panov, B. Price, G. Samsonov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, R. Sina, N. Sokolskaya, M. Stewart, A. Voronin, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V. Zatsepин. *The ATIC long duration balloon project.* // Advances in Space Research, V.33, 2004, P.1763–1770.
- [21] V.I. Zatsepин, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu. *The silicon matrix as a charge detector in the ATIC experiment.* // Nuc. Instr. Meth. A, V. 524, 2004, P. 195–207.
- [22] В.И.Затепин, Дж.Х. Адамс-мл, Х.С. Ан; 2; СІІА, К.Е. Батьков, Г.Л. Башінджа-ян, Дж.З. Ванг, Дж.П. Вефель, Дж. Ву, О. Ганел, Р. Гунасингха, Т.Г. Гузик, Дж. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, М.И. Панасюк, А.Д. Панов, Н.В. Со-кольская, Е.С. Сио, А. Фазели, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт. *Энергетические спектры и зарядовый состав галактических космических лучей, измеренные в эксперимен-те АТИК-2.* // Известия РАН; серия физическая, 2004, Т. 68, №. 11, С. 1593–1595. Перевод: V.I. Zatsepин, J.H. Adams, Jr., H.S. Ahn, K.E. Batkov, G.L. Bashindzhagyan, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, O. Ganel, R. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, M. Christl, E.N. Kuznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, E.S. Seo, A. Fazely, J. Chang, and W.K.H. Schmidt. *Energy Spectra and Charge Composition of Galactic Cosmic Rays Measured in ATIC-2 Experiment.* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 20046 V. 68, No. 11, P. 1780–1783.

- [23] K.E. Batkov, A.D. Panov, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, W.H.K. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatespin. *Deconvolution of energy spectra in the ATIC experiment.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, Pune, India. Volume 3, p.353–356.
- [24] J.P. Wefel, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J. Wu, V.I. Zatsepин. *Energy Spectra of H and He from the ATIC-2 Experiment.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, V. 3, P. 105–108.
- [25] O. Ganel, H. Adams.Jr, H.S. Ahn, J. Ampe, G. Bashindzhagyan G. Case, J. Chang, S. Ellison, A. Fazely, R. Gould, D. Granger, R. Gunasingha, T.G. Guzik, Y.J. Han, J. Isbert, H.J. Kim, K.C. Kim, S. K.Kim, Y. Kwon, M. Panasyuk, A. Panov, B. Price, G. Samsonov W.K.H. Schmidt, M. Sen, E.S. Seo, R. Sina, N. Sokolskaya M. Stewart, A. Voronin D. Wagner, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V. Zatsepин. *Beam test of the balloon-borne ATIC experiment.* // Nucl. Instr. Meth. A. V. 552, No. 3, 2005, P. 409–419..
- [26] Н.В. Сокольская, Дж.Х. Адамс-мл., Х.С. Ан, К.Е. Батьков, Г.Л. Башинджагян, Дж.З. Ванг, Дж.П. Вефель, Дж. Ву, О. Ганел, Р. Гунасингха, Т.Г. Гузик, В.И.Зацепин, Дж. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, М.И. Панасюк, А.Д. Панов, Э.С. Сио, А. Фазели, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт. *Альбедо в эксперименте АТИК: результаты измерений и моделирования.* // ЯФ, Т. 68, № 7, 2005, С. 1225-1232.
- [27] A.D. Panov, J.H. Adams Jr., H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepин. *The energy spectra of heavy nuclei measured by the ATIC experiment.* // Advances in Space Research V.37 (2006) P.1944 - 1949.
- [28] А.Д. Панов, Дж. Х. Адамс, мл., Х.С. Ан, К.Е. Батьков, Г.Л. Башинжагян, Дж. В. Ваттс, Дж. П. Вефель, Дж. Ву, О. Ганел, Т.Г. Гузик, Р.М. Гунасингха, В.И. Зацепин, И. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, М.И. Панасюк, Э.С. Сио, Н.В. Сокольская, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт, А.Р. Фазели. *Элементные энергетические спектры космических лучей по данным эксперимента ATIC-2.* // Известия РАН. Серия Физическая, Т.71 (2007), № 4, С.512 - 515.
- [29] А. Д. Панов, В. И. Зацепин, Н. В. Сокольская, J. H. Adams, Jr, H. S. Ahn, Г. Л. Башинжагян, J. W. Watts, J. P. Wefel, J. Wu, O. Ganel, T. G. Guzik, R. M. Gunasingha, J. Isbert, K. C. Kim, M. Christl, E. H. Кузнецов, М. И. Панасюк, E. S. Seo, J. Chang, W. K. H. Schmidt, A. R. Fazely. *Измерение энерговыделения сцинтиляционным калориметром в эксперименте ATIC.* // Приборы и техника эксперимента, No 4, 2008, С. 1–17.
- [30] A.D. Panov , N.V. Sokolskaya , J.H. Adams, Jr, H.S. Ahn , G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov , J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R. M. Gunasingha, T. G.Guzik, J. Iabert, K. C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, J.

Watts, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepin. *Relative abundances of cosmic ray nuclei B-C-N-O in the energy region from 10 GeV/n to 300 GeV/n. Results from ATIC-2 (the science flight of ATIC)..* // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (Merida) 2008. V.2, P.3–6.

- [31] J.P. Wefel, J. H. Adams, Jr., H.S. Aahn, G. Bashindzhagyan, J. Chang, M. Christl, A. R. Fazely, O. Ganel, R. M. Gunashintha, T. G. Guzik, J. B. Isbert, K. C. Kim, E. N. Kouznetsov, M. Panasyuk, A. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N. Sokolskaya, J. Watts, J. Wu, V. I. Zatsepin. *Revised Energy Spectra for Primary Elements (H – Si) above 50 GeV from the ATIC-2 Science Flight.* // 30th International Cosmic Ray Conference (Merida), 2008, V. 2, P. 31–34..
- [32] T.G. Guzik, J.H. Adams, Jr, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J. Watts, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. *Enhancing the ATIC charge resolution.* // Advances in Space Research, 2008, V. 42, P.424–430..
- [33] J. Isbert, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunashintha, T.G. Guzik, J. Chang, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, Z.W. Lin, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, JohnW. Watts, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepin. *Temperature effects in the ATIC BGO calorimeter.* // Advances in Space Research, 2008, V. 42, Issue 3, p. 437–441.
- [34] А.Д. Панов, Дж. Х. Адамс, мл., Х.С. Ан, Г.Л. Башинжагян, Дж. В. Ваттс, Дж. П. Вефель, Дж. Ву, О. Ганел, Т.Г. Гузик, В.И. Зацепин, И. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е.Н. Кузнецов, М.И. Панасюк, Э.С. Сио, Н.В. Сокольская, Дж. Чанг, В.К.Х. Шмидт, А.Р. Фазели. *Энергетические спектры обильных ядер ПКЛ по данным эксперимента ATIC-2 - окончательные результаты.* // Известия РАН. Серия Физическая, 2009, Т. 73, № 5, С. 602–605.
- [35] В.И. Зацепин, А.Д. Панов, Н.В. Сокольская, Дж.Х. Адамс мл., Х.С. Ан, Г.Л. Башинджагян, Дж.В. Ваттс, Дж.П. Вефель, Дж. Ву, Т.Г. Гузик, И. Изберт, К.Ц. Ким, М. Кристл, Е. Н. Кузнецов, М. И. Панасюк, Э. С. Сио, Дж. Чанг, А. Р. Фазели. *Отношение потоков титана и железа в галактических космических лучах по данным эксперимента АТИК-2.* // Письма в Астрономический журнал, 2009, Т.35, №.5, С.377–381.
- [36] V.I. Zatsepin, A.D. Panov, N.V. Sokolskaya. *The experimental constraints on the models of cosmic rays origin inferred from the ATIC data and some other recent experiments.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011. V. 6, P. 14–17.
- [37] В.И. Зацепин, М.И. Панасюк, А.Д. Панов, Н.В. Сокольская. *Прямые измерения энергетических спектров и элементного состава галактических космических лучей.* // Вестник Московского университета, Серия 3. Физика и астрономия, 2012, №. 6, С. 25–30.
- [38] A D Panov, N V Sokolskaya, V I Zatsepin, J H Adams, Jr., H S Ahn, G L Bashindzhagyan, J Chang, M Christl, A R Fazely, T G Guzik, J Isbert, K C Kim, E N

Kouznetsov, M I Panasyuk, E S Seo, J W Watts, J P Wefel, J Wu. *Upturn observed in heavy nuclei to iron ratios by the ATIC-2 experiment.* // Journal of Physics: Conference Series, 2013, V. 409, id 012036.

- [39] A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, and V.I. Zatsepin. *To the interpretation of the upturn observed by ATIC in heavy nuclei to iron ratios.* // J. Phys.: Conf. Ser., 2013, V. 409, id 012037.
- [40] А. Д. Панов, В. И. Зацепин, Н. В. Сокольская. Рост отношения потоков тяжелых ядер к потоку железа, измеренный в эксперименте ATIC при энергии больше 100 ГэВ на нуклон. Известия РАН. Серия Физическая, 2013, Т. 77, №. 5, С. 681–684.
- [41] К. Е. Батьков. *Энергетические спектры средних и тяжелых ядер по данным стратосферного полёта спектрометра ATIC.* // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Москва, 2006.
- [42] Н.Л. Григоров. *Письмо к участникам АТИК-коллаборации.* // В кн.: Н.Л. Григоров. Избранные труды по физике космических лучей. Сборник статей. С. 121–124.
- [43] В. С. Птушкин. *Происхождение космических лучей.* // УФН, 2010, Т. 180, №9, С. 1000–1004.
- [44] T. A. Porter, A. W. Strong. *A new estimate of the Galactic interstellar radiation field between 0.1 microns and 1000 microns.* // arXiv:astro-ph/0507119v1, 2005.
- [45] R. Beck. *Measuring interstellar magnetic fields by radio synchrotron emission.* // arXiv:0812.4925v1 [astro-ph], 2008.
- [46] В. Л. Гinzburg, С. И. Сыроватский. *Происхождение космических лучей.* // М.: Издательство Академии наук, 1963.
- [47] В. С. Мурзин. *Введение в физику космических лучей.* // М.: Атомиздат, 1979.
- [48] M. V. Medvedev, A. L. Melott. *Do extragalactic cosmic rays induce cycles in fossil diversity?* // Astrophys.J. 2007, V. 664, P. 879–889 (arXiv:astro-ph/0602092v3).
- [49] A.D.Erlykin, A.W.Wolfendale. *Long term time variability of cosmic rays and possible relevance to the development of life on Earth.* // Surveys in Geophysics, 2011, V. 31, Issue 4, P. 383–398 (arXiv:1003.0082v1 [astro-ph.EP]).
- [50] P.S. Wesson. *Panspermia, Past and Present: Astrophysical and Biophysical Conditions for the Dissemination of Life in Space.* // Space Science Reviews, 2010, DOI 10.1007/s11214-010-9671-x, <http://www.springerlink.com/content/a382784v43773553>.
- [51] A. M. Hillas. *Cosmic rays.* // The Commonwealth and International Library, Selected Readings in Physics. Oxford: Pergamon Press, 1972.
- [52] В. Л. Гинзбург, В. С. Птушкин. *О происхождении космических лучей (Некоторые вопросы астрофизики высоких энергий).* // УФН, 1975, Т. 117, вып. 4, 1975, С. 585–636.

- [53] В. С. Березинский, С. В. Буланов, В. Л. Гинзбург, В. А. Догель, В. С. Птускин. Под ред. В. Л. Гинзбурга *Астрофизика космических лучей*. // М.: «Наука» Главная редакция физико-математической литературы, 1984.
- [54] T. K. Gaisser. *Cosmic rays and particle physics*. // N. Y.: Cambridge University Press, 1990.
- [55] В. С. Мурzin. *Астрофизика космических лучей*. // М.: «Логос», 2007.
- [56] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, V. S. Ptuskin. *Cosmic-ray propagation and interactions in the Galaxy*. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2007, V.57, P. 285–327,2007 (arXiv:astro-ph/0701517v1).
- [57] В. В. Учайкин. *Метод дробных производных*. // Издательство «Артишок», 2008. – 512 с.
- [58] В. В. Учайкин. *Стochastic models in kinetic theory of cosmic rays*. // Ульяновск: УлГУ, 2011. – 695 с.
- [59] A. A. Lagutin, R. I. Raikin, A. G. Tyumentsev, A. V. Yushkov. *Cosmic ray trasport in the fractal-like galactic medium*. // 29th international Cosmic Ray Conference, 2005, V.3, P.197–200.
- [60] A. Lagutin, A. Tyumentsev. *Monte Carlo simulations of anomalous diffusion of cosmic rays*. // J. of Phys.: Conf. Ser., 2013, V. 409, 012050.
- [61] R. Silberberg, C.H. Tsao, J.R. Letaw, M.M. Shapiro. *Distributed acceleration of cosmic rays*. // Physical Review Letters, 1983, V. 51, P. 1217–1220.
- [62] M. Simon, W. Heinrich, K. D. Mathis. *Propagation of injected cosmic rays under distributed reacceleration*. // ApJ., 1986, V. 300, P. 32–40.
- [63] J. L. Osborne, V. S. Ptuskin. *Cosmic-ray reacceleration in the interstellar medium*. // Sov. Astron. Lett. 1988, V. 14(2), P. 132–134.
- [64] J. H. Letaw, R. Silberger, C. H. Tsao. *Comparison of distributed reacceleration and leaky-box models of cosmic-ray abundances ( $3 \leq Z \leq 28$ )*. // ApJ, 1993, V. 414, P. 501–611.
- [65] G. Gloeckler, J.R. Jokipii. *Physical basis of the transport and composition of cosmic rays in the galaxy*. // Phys. Rev. Lett. 1969, V.22, No.26, P.1448-1453.
- [66] M. Meneguzzi, J. Audouze, H. Reeves. *The production of the elements Li, Be, B by galactic cosmic rays in space and its relation with stellar observations*. // A&A, V. 15, P. 337–359.
- [67] E. Juliusson, P. Meyer, D. Müller. *Composition of Cosmic-Ray Nuclei at High Energies*. // Phys. Rev. Lett., 1972, V. 29, No 7, P. 445–448.
- [68] W.R. Webber, J.A. Lezniak, J.C. Kish, S.V. Damle. *Evidence for Differences in the Energy Spectra of Cosmic Ray Nuclei*. // Nature Physical Science, 1973, V. 241, P. 96-98.

- [69] P.S. Wesson. *The confinement of galactic cosmic rays by Alfvén waves.* // MNRAS, 1975, V. 170, P. 251–260.
- [70] J. Ormes, P. Freier. *On the propagation of cosmic rays in the Galaxy.* // ApJ, 1978, V. 222, P. 471–483.
- [71] R. Cowsik, Yash Pal, S.N. Tandon, R.P. Verma. *Steady State of Cosmic-Ray Nuclei – Their Spectral Shape and Path Length at Low Energies.* // Phys.Rev., 1967, V. 158, No. 2, P. 1238–1242.
- [72] M. Meneguzzi. *The variation of the high energy primary nuclei composition and the confinement region of cosmic rays.* // 13th international Cosmic Ray Conference, Denver (1973). V.1, P.378–383.
- [73] R. Cowsik, L. W. Wilson. *Is the residence time of cosmic rays in the Galaxy energy-dependent?.* // 13th international Cosmic Ray Conference, Denver (1973). V.1, P.500–505.
- [74] R. Cowsik, L. W. Wilson. *The Nested Leaky-Box Model for Galactic Cosmic Rays.* // 14th International Cosmic Ray Conference, München, 1975. V. 2, P. 659–664.
- [75] R. J. Protheroe, J. F. Ormes, G. M. Comstock. *Interpretation of cosmic ray composition - The path length distribution.* // ApJ, 1981, V. 247, P. 362–373.
- [76] M. Garcia-Munoz, J.A. Simpson, T.G. Guzik, J.P. Wefel, S.H. Margolis. *Cosmic-ray propagation in the Galaxy and in the heliosphere – The path-length distribution at low energy.* // ApJ Suppl., 1987, V. 64, P. 269–304.
- [77] A.R. Bell. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I.* // MNRAS, 1978, V. 182, P. 147–156.
- [78] A.R. Bell. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II.* // MNRAS, 1978, V. 182, P. 443–455.
- [79] W.I. Axford. *Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 12., P. 155–203.
- [80] W.I. Axford. *The acceleration of galactic cosmic rays.* // In: Origin of cosmic rays; Proceedings of the Symposium, Bologna, Italy, June 11–14, 1980. Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1981, p. 339–358.
- [81] A.R. Bell, S.G. Lucek. *Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field.* // MNRAS, 2001, V. 321, P. 433–438.
- [82] V.S. Ptuskin, V.N Zirakashvili. *On the spectrum of high-energy cosmic rays produced by supernova remnants in the presence of strong cosmic-ray streaming instability and wave dissipation.* // A&A, 2005, V. 429, P. 755–765.
- [83] E.G. Berezhko. *Cosmic ray acceleration by supernova shocks.* // Adv. Sp. Res., V. 41, P. 429–441.

- [84] P. Picozza, A.M. Galper, G. Castellini, et. al (PAMELA collaboration). *PAMELA A payload for antimatter matter exploration and light-nuclei astrophysics.* // Astroparticle Physics, 2007, V. 27 P. 296–315.
- [85] M. Boezio, P. Carlson, T. Francke, et al. *The cosmic-ray proton and helium spectra between 0.4 and 200 GV.* // ApJ, 1999, V. 518, P. 457–472.
- [86] Д.М. Подорожный, В.Л. Булатов, Н.В. Баранова и др. *Эксперимент НУКЛОН: современное состояние.* // Известия РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71, №4, С. 518–520.
- [87] V. Bidoli, A. Canestro, M. Casolino, et al. *In-Orbit Performance of the Space Telescope NINA and Galactic Cosmic-Ray Flux Measurements.* // ApJ, Suppl., 2001, V. 132, №2, P. 365–375.
- [88] L.J. Gleeson, W.I. Axford. *Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays.* // ApJ, 1968, V. 154, P. 1011–1026.
- [89] J.W. Mitchell, K. Abe, H. Fukue, et al. *Solar Modulation of Low-Energy Antiproton and Proton Spectra Measured by BESS.* // 30th International Cosmic Ray Conference. 2007, Mérida. V. 1, P. 455–458.
- [90] P.W. Gorham, K.M. Liewer, C.J. Naudet. *Initial Results from a Search for Lunar Radio Emission from Interactions of  $\geq 10^{19}$  eV Neutrinos and Cosmic Rays.* // 1999, arXiv:astro-ph/9906504.
- [91] J. Alvarez-Muñiz, E. Zas. *Prospects for radio detection of extremely high energy cosmic rays and neutrinos in the Moon.* // First international workshop on the radio detection of high energy particles. AIP Conference Proceedings, 2001, V. 579, P. 128–138. (arXiv:astro-ph/0102173v2).
- [92] G.A. Gusev, B.N. Lomonosov, K.M. Pichkhadze, et al. *Detection of ultrahigh-energy cosmic rays and neutrinos by radio method using artificial lunar satellites.* // Cosmic Research, 2006, V. 44, №1, P. 19–38.
- [93] O. Scholten, J. Bacelar, R. Braun, et al. *Detecting UHE Cosmics & Neutrinos off the Moon; an Optimal Radio Window.* // Astropart.Phys. 2006, V.26, P. 219–229 (arXiv:astro-ph/0609179v2).
- [94] G. Swarup, S. Panda. *Prospects for detection of the lunar Cerenkov emission by the UHE Cosmic Rays and Neutrinos using the GMRT and the Ooty Radio Telescope.* // 2008, arXiv:0805.4304v1 [astro-ph].
- [95] M. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, et al. *Energy spectrum of primary cosmic rays between  $10^{14.5}$  and  $10^{18}$  eV.* // J. Phys. G: Nucl. Phys., 1984, V.10,, P.1295–1310.
- [96] Yu.A. Fomin, G.B. Khristiansen, G.B. Kulikov, et al. *Energy Spectrum of Cosmic Rays at Energies of  $5 \times 10^{15} - 5 \times 10^{17}$  eV.* // 22nd International Cosmic Ray Conference, 1991, V. 2, P. 85–88.
- [97] M.A.K. Glasmacher, M.A. Catanese, M.C. Chantell, et al. *The cosmic ray energy spectrum between  $10^{14}$  and  $10^{16}$  eV.* // Astroparticle Physics, 1999, V.10, 1999, P. 291–302.

- [98] S.P. Swordy, D.B. Kieda. *Elemental composition of cosmic rays near the knee by multiparameter measurements of air showers.* // Astroparticle Physics, 2000, V. 13, P. 137–150.
- [99] F. Arqueros, J.A. Barrio, K. Bernlöhr, et al. *Energy spectrum and chemical composition of cosmic rays between 0.3 and 10 PeV determined from the cherenkov-light and charged-particle distributions in air showers.* // Astronomy and Astrophysics, 2000, V. 359, P.682–694 (arXiv:astro-ph/9908202).
- [100] J.W. Fowler, L.F Forston, C.C.H. Jui, et al. *A measurement of the cosmic ray spectrum and composition at the knee.* // Astroparticle Physics, 2001, V. 15, P. 49–64.
- [101] M. Amenomori, Z. Cao, B.Z. Dai, et al. *The Cosmic-Ray Energy Spectrum between  $10^{14.5}$  and  $10^{16.3}$  eV Covering the “Knee” Region.* // ApJ, 1996, V. 461, P. 408–414.
- [102] M. Amenomori, S. Ayabe, S.W. Cui, et al. *The Energy Spectrum of All-Particle Cosmic Rays around the Knee Region Observed with the Tibet Air-Shower Array.* // 28th International Cosmic Ray Conference. Trukuba, 2003. V. 1 P. 143–146.
- [103] M. Amenomori, X.J. Bi, D. Chen, et al. *The All-Particle Spectrum of Primary Cosmic Rays in the Wide Energy Range from  $10^{14}$  to  $10^{17}$  eV Observed with the Tibet-III Air-Shower Array.* // ApJ, 2008, V. 678, P. 1165–1179 (arXiv:0801.1803).
- [104] M. Roth, H. Ulrich, T. Antoni, et al. *Spectrum and Elemental Composition in the PeV Region.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. Trukuba. V. 1, P. 139–142.
- [105] T. Antoni, W.D. Apel, A.F. Badea, et al. *KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems.* // Astropart.Phys. 2005, V. 24, P. 1–25 (arXiv:astro-ph/0505413v1).
- [106] O.A. Gress, T.I. Gress, G.B. Khristiansen, E.E. Korosteleva, L.A. Kuzmichev, B.K. Lubsandorziev, L.V. Pan'kov, Yu.V. Parfenov, P.G. Pohil, P.A. Pokolev, V.V. Prosin, Yu.A. Semeney. *The First Results of TUNKA-13 EAS Cherenkov Light Experiment.* // 25th International Cosmic Ray Conference, 1997, V. 4, P. 129–132.
- [107] D.V. Chernov, E.E. Korosteleva, L.A. Kuzmichev, V.V. Prosin, I.V. Yashin, N.M. Budnev, O.A. Gress, T.I. Gress, L.V. Pankov, Yu.V. Parfenov, Yu.A. Semeney, B.K. Lubsandorzhiev, P.G. Pokhil, T. Schmidt, Ch. Spiering, R. Wischnewski. *Primary Energy Spectrum and Mass Composition Determined with the Tunka EAS Cherenkov Array.* // Int. J. of Modern Physics A, 2005, V. 20, P. 6799–6801 (arXiv:astro-ph/0411139v1).
- [108] E.E. Korosteleva, V.V. Prosin, L.A. Kuzmichev, G. Navarra. *Measurement of Cosmic Ray Primary Energy with the Atmospheric Cherenkov Light Technique in Extensive Air Showers.* // Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 2007, V. 165, P. 74–80.
- [109] N. M. Budnev, O. A. Chvalaiev, O. A. Gress, N. N. Kalmykov, V. A. Kozhin, E. E. Korosteleva, L. A. Kuzmichev, B. K. Lubsandorzhiev, R. R. Mirgazov, G. Navarra, M. I. Panasyuk, L. V. Pankov, V. V. Prosin, V. S. Ptuskin, Yu. A. Semeney, B. A. Shaibonov-junior, A. A. Silaev, A. A. Silaev-junior, A. V. Skurikhin, C. Spiering, R. Wischnewski, I. V. Yashin, A. V. Zablotsky, A. V. Zagorodnikov. *The Cosmic Ray Mass*

*Composition in the Energy Range  $10^{15}$  -  $10^{18}$  eV measured with the Tunka Array: Results and Perspectives.* // arXiv:0902.3156v1 [astro-ph.HE].

- [110] J.F. Ormes, W.R. Webber. *Measurements of the primary proton and helium nuclei spectra and their modulations using a balloon-borne Cerenkov-scintillation counter.* // Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, Vol. 1, p.349-354.
- [111] A. Buffington, L.H. Smith, D.F. Smoot, L.W. Alvarez. *Search for Antimatter in Primary Cosmic Rays..* // Nature, 1972, V. 236, P. 335–338.
- [112] L.H. Smith, A. Buffington, D.F. Smoot, L.W. Alvarez, M.A. Wahlig. *A Measurement of Cosmic-Ray Rigidity Spectra above 5 GV/c of Elements from Hydrogen to Iron.* // ApJ, 1973, V. 180, P. 987–1010.
- [113] R.P. Verma, T.N. Rengarajan, S.N. Tandon, S.V. Damle, Yash Pal. *Rigidity Spectrum of Helium Nuclei above 17 GV and a Search for High Energy Anti-nuclei in Primary Cosmic Rays.* // Nature Physical Science, 1972, V. 240, P. 135–136.
- [114] R.L. Golden, S. Horan, B.G. Mauger, G.D. Badhwar, J.L. Lacy, S.A. Stephens, R.R. Daniel, J.E. Zipse. *Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons.* // Phys. Rev. Lett., 1979, V. 43, P. 1196–1199.
- [115] G.D. Badhwar, R.R. Daniel, T. Cleghorn, R.L. Golden, J.L. Lacy, J.E. Zipse, S.A. Stephens. *The proton and helium rigidity spectra from 10 to 100 GV.* // 15th International Cosmic Ray Conference, 1977, V. 11. P. 155–160.
- [116] W.R. Webber. *The interstellar cosmic ray spectrum and energy density. Interplanetary cosmic ray gradients and a new estimate of the boundary of the heliosphere.* // A&A, 1987, V. 179, P. 277–284.
- [117] W.R. Webber, R.L. Golden, R.A. Mewaldt. *A reexamination of the cosmic-ray helium spectrum and the He-3/He-4 ratio at high energies.* // ApJ, V. 312, 1987, P. 178–182.
- [118] W.R. Webber, R.L. Golden, S.A. Stephens. *Cosmic ray proton & helium spectra from 5–200 GV measured with a magnetic spectrometer.* // 20th International Cosmic Ray Conference, 1987, V. 1, P. 325–328.
- [119] R.L. Golden, S. Horan, B. Kimbell, et al. *Absolute rigidity spectrum of protons and helium nuclei above 10 GV/c.* // 19th Intern. Cosmic Ray Conf., 1985, V. 2. P. 1–3.
- [120] E.R. Streitmatter, J.S. Stochaj, F.J. Ormes, et al. *Experimental Limit on Low Energy Antiprotons in the Cosmic Radiation.* // 21st International Cosmic Ray Conference. 1990, V. 3, P. 277–280.
- [121] A. Moats, T. Bowen, E.R. Streitmatter, et al. *Experimental Results on 600-1200 MeV Antiprotons in the Cosmic Radiation.* // 21st International Cosmic Ray Conference. 1990, V. 3, P. 284–287.
- [122] E.S. Seo, J.F. Ormes, R.E. Streitmatter, et al. *Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum..* // ApJ, 1991, V. 378, 1991, P. 763–772.

- [123] M. Hof, W. Menn, C. Pfeifer, et al. *Measurement of Cosmic-Ray Antiprotons from 3.7 to 19 GeV.* // ApJ 1996, V. 467, P. L33–L36.
- [124] R. Bellotti, F. Cafagna, M. Circella, et al. *Balloon measurements of cosmic ray muon spectra in the atmosphere along with those of primary protons and helium nuclei over midlatitude..* // Phys. Rev. D, 1999, V. 60, 1999, 052002 (15 pages).
- [125] W. Menn L.M. Barbier, E.R. Christian, et al. *Measurement of the Absolute Proton and Helium Flux at the Top of the Atmosphere using IMAX.* // 25th International Cosmic Ray Conference, 1997, V. 3, P. 409–412.
- [126] J. Buckley, J. Dwyer, D. Mueller, S. Swordy, K.K. Tang. *A new measurement of the flux of the light cosmic-ray nuclei at high energies.* // ApJ, 1994, V. 429, P. 736–747.
- [127] M. Boezio, P. Carlson, T. Francke, et al. *The Cosmic-Ray Antiproton Flux between 0.62 and 3.19 G eV Measured Near Solar Minimum Activity.* // ApJ, 1997, V. 487, P. 415–423.
- [128] J. Z. Wang, E. S. Seo, K. Anraku, et al. *Measurement of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium and Their Isotopic Composition with the BESS Experiment.* // ApJ, 2002, V. 564 : P. 244–259.
- [129] T. Sanuki, M. Motoki, H. Matsumoto, et al. *Precise Measurement of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra with the BESS Spectrometer.* // ApJ. V. 545, 2000, P. 1135–1142 (arXiv:astro-ph/0002481v1).
- [130] J. Alcaraz, B. Alpat, G. Ambrosi, et al. (AMS collaboration) *Protons in near earth orbit.* // Phys. Lett. B, 2000, V. 472, P. 215–226.
- [131] J. Alcaraz, B. Alpat, G. Ambrosi, et al. (AMS collaboration) *Cosmic protons.* // Phys. Lett. B, V. 490, 2000, P. 27–35.
- [132] J. Alcaraz, D. Alvisi, B. Alpat, et al. (AMS collaboration) *Helium in near earth orbit.* // Phys. Lett. B, 2000, V. 494, P. 193–202.
- [133] M. Aguilara , J. Alcaraza , J. Allabyb, et al. (AMS Collaboration). *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I – results from the test flight on the space shuttle.* // Physics Reports 366 (2002) 331 - 405.
- [134] A.D. Erlykin, S.J. Fatemi, A.W. Wolfendale. *Fine structure in the energy spectrum of cosmic ray protons at 50 GeV?* // Phys. Lett. B, 2000, V. 482, P. 337–342. (arXiv:astro-ph/0004163v1).
- [135] M. Boezio, V. Bonvicini, P. Schiavon, et al. *The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra measured with the CAPRICE98 balloon experiment.* // Astropart.Phys. 2003, V. 19, P. 583–604 (arXiv:astro-ph/0212253v1).
- [136] S. Haino, K. Abe, K. Anraku, et al. *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra Measured with BESS-TeV.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1825–1828..

- [137] S. Haino, T. Sanuki, K. Abe, et al. *Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer.* // Phys. Lett. B. 2004, V. 594, P. 35–46 (arXiv:astro-ph/0403704v1).
- [138] T. Sanuki for the BESS Collaboration. *Measurement of cosmic-ray spectra with the BESS/BESS-TeV.* // Nucl. Phys. B Suppl., 2005, V. 145, P. 132–135.
- [139] Н.Л. Григоров, В.С. Мурzin, И.Д. Рапопорт. *Метод измерения энергии частиц в области выше  $10^{11}$  еВ.* // ЖЭТФ, 1958, Т. 34, С. 506.
- [140] Н.Л. Григоров, И.Д. Рапопорт, В.Я. Шестоперов. *Частицы высоких энергий в космических лучах.* // М.: Наука, 1973.
- [141] V.S. Murzin. *Principles and applications of the ionization calorimeter.* // В кн.: Progress in elementary particle and cosmic ray physics (eds. J.G. Wilson, S.A. Wouthuysen), V.9. Amsterdam: North-Holland Publishing Co. 1967.
- [142] C.W. Fabjan, T. Ludlam. *Calorimetry in High-Energy Physics.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1982, V. 32, P. 335–389.
- [143] M.G. Albrow. *Issues of calorimetry.* // Nucl. Phys. A. 1987, V. 461, P. 417–430.
- [144] Н.Л. Григоров, Г.П. Кахидзе, В.Е. Нестеров и др. *Спектрометр частиц первичного космического излучения высокой энергии для ИСЗ типа "Протон"* // Космические исследования, 1967, Т. 5. С. 383–394.
- [145] В.В. Бугаков, С.А. Беляков, Н.Л. Григоров и др. *Принципы устройства научной аппаратуры для изучения космических лучей высокой энергии на космической станции "Протон-4".* // Известия АН СССР, Сер. Физ., 1970, Т. 34, №9, С. 1818–1828.
- [146] Н.Н. Володичев, Н.Л. Григоров, О.В. Кисляков и др. *Светосильный спектрометр зарядов первичных ядер космических лучей.* // Космические исследования, 1967, Т. 5. С. 119–123..
- [147] Н.Л. Григоров, Ю.С. Клинцов, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Б.М. Яковлев. *Изучение электронов высокой энергии на ИСЗ Протон-1 и Протон-2.* // Известия АН СССР, 1966, Сер. Физ. Т. 30, С. 1773–1775.
- [148] Н.Л. Григоров, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Г.А. Скуридин. *Измерение на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2» эффективного сечения неупругого взаимодействия с ядрами углерода протонов с энергиами  $10^{10} – 10^{12}$  эВ..* // Космические исследования, 1967, Т. 5. С. 420–430.
- [149] Н.Л. Григоров, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Г.А. Скуридин. *Измерение эффективных сечений неупругого взаимодействия протонов с ядрами углерода и водорода в области энергий 20–600 ГэВ на космических станциях «Протон-1», «Протон-2», и «Протон-3».* // ЯФ, 1970, Т. 11, С. 814–829.
- [150] В.В. Акимов, Н.Л. Григоров, Н.А. Мамонтова, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко. *О нерегулярности в спектре космических лучей в области энергий  $10^{12}$  эВ.* // Известия АН СССР, сер. физ. 1971, Т. 35, №12, С. 2439–2442.

- [151] Н.Л. Григоров, О.М. Коврижных, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Г.А. Скуридин, А.Ф. Титенков. *Измерение энергетического спектра первичных космических лучей в области энергий  $10^{10} - 10^{14}$  эВ с помощью ИСЗ Протон-1.* // Известия АН СССР, Сер. Физ. Т. 30, №11, С. 1760–1762.
- [152] Н.Л. Григоров, В.Е. Нестеров, И.Д. Рапопорт, И.А. Савенко, Г.А. Скуридин, А.Ф. Титенков. *Изучение энергетического спектра и состава первичных космических лучей в области высоких и сверхвысоких энергий на ИСЗ «Протон-1» и «Протон-2».* // Космические исследования, 1967, Т. 5, С. 395–419.
- [153] N.L. Grigorov, I.D. Rapoport, I.A. Savenko, V.E. Nesterov, V.L. Prokhin. *Energy spectrum of cosmic ray  $\alpha$ -particles in  $5 \times 10^{10} - 10^{12}$  eV/nucleon energy range.* // 12th Internation Conference on Cosmic rays, Hobard (1971). V. 5, P. 1760–1768.
- [154] N.L. Grigorov, N.A. Mamontova, I.D. Rapoport, I.A. Savenko, V.V. Akimov, V.E. Nesterov. *On irregularity in the primary cosmic ray spectrum in the  $10^{12}$  energy range.* // 12th Internation Conference on Cosmic rays, Hobard (1971). V. 5, P. 1752–1759.
- [155] И.П. Иваненко, И.Д. Рапопорт, В.Я. Шестоперов и др. *Энергетический спектр и зарядовый состав первичных космических лучей с энергией выше 2 ТэВ.* // Письма в ЖЭТФ, 1988, Т. 48, р.468–471.
- [156] Н.Л. Григоров. *Изучение космических лучей высокой и сверхвысокой энергии на ИСЗ.* // ЯФ, 1990, Т. 51, С. 157–172.
- [157] N. L. Grigorov, Yu. V. Gubin, I. D. Rapoport, I. A. Savenko, B. M. Yakovlev, V. V. Akimov, V. E. Nesterov. *Energy spectrum of primary cosmic rays in the  $10^{11} - 10^{15}$  eV energy range according to the data of Proton-4 measurements.* // 12th Internation Conference on Cosmic rays, Hobard, (1971). V. 5, P. 1746–1751.
- [158] N.L. Grigorov, V.E. Nesterov, I.A. Savenko. *Study of energy spectra of primary cosmic rays at very high energies on the proton series of satellites.* // Space Research XII, 1972, V.2, P. 1617-1622.
- [159] R.W. Ellsworth, A. Ito, J. MacFall, R.E. Streitmatter, S.C. Tonwar, P.R. Vishwanath, F. Siohan, V.K. Balasubrahmanyam, G.B. Yodh.. *On the high energy proton spectrum measurements.* // Astrophysics and Space Science, 1977, V. 52, no. 2, P. 415–427.
- [160] V.V. Akimov, N.L. Grigorov, V.E. Nesterov, I.D. Rapoport, I.A. Savenko, G.A. Skuridin, A.F. Titenkov *Measurements of the primary cosmic ray spectra in the  $10^{11} - 10^{14}$  eV energy range from Proton-1, 2, 3 satellites.* // 11th International Conference on Cosmic Rays, 1969. Vol. 1. Acta Physica, Supplement to Volume 29. Origin and Galactic Phenomena., P. 517.
- [161] S.N. Vernov, I.P. Kumpan, L.G. Mishekno, et al. *Device for Investigation of High Energy Primary Cosmic Rays.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 8., P. 49–52.
- [162] С.Н. Вернов, П.В. Вакулов, Н.Л. Григоров и др. *Высокостабильная и экономичная аппаратура для изучения первичных космических лучей.* // Известия АН СССР, Сер. Физ., 1985, Т.49, №7, С.1399–1401.

- [163] Н.Л. Григоров, И.П. Иваненко, И.Д. Рапопорт и др. *Изучение частиц высоких энергий первичного космического излучения на ИСЗ аппаратурой «Сокол».* // Вест. МГУ, Сер. 3, физика, астрономия. 1988, Т. 29, №5, С.44–50.
- [164] И.П. Иваненко, Н.Л. Григоров, В.Я. Шестоперов и др. *Многозарядные частицы первичных космических лучей с энергией  $\geq 2$  ТэВ.* // Письма в ЖЭТФ, 1986, Т. 44, р.200–202.
- [165] Н.Л. Григоров. *Распределение космических лучей по зарядам при энергии выше 1 ТэВ.* // Письма в ЖЭТФ, 1989, Т. 49, С. 246–248.
- [166] N.L. Grigorov. *Proton spectrum measurement in the energy range above 1 TeV.* // 21st ICRC, 1990, V. 3, P. 73–76.
- [167] И.П. Иваненко, И.Д. Рапопорт, В.Я. Шестоперов и др. *Энергетический спектр частиц первичных космических лучей при энергиях  $1 \div 100$  ТэВ по данным прибора «Сокол».* // Письма в ЖЭТФ, 1989, Т. 48, С.192–194.
- [168] P.I. Ivanenko, D.I. Rapoport, Ya.V. Shestoparov, et al. *Energy Spectrum and Cosmic Ray Composition in the Region of Energies Higher than 1 TeV Investigated Onboard the «Cosmos-1543» and «Cosmos-1713» Satellites.* // 21st International Cosmic Ray Conference, 1990, V. 3, P.77–80.
- [169] P.I. Ivanenko, D.I. Ya.V. Shestoparov, L.O. Chikova, et al. *Energy Spectra of Cosmic Rays above 2 TeV as Measured by the 'SOKOL' Apparatus.* // 23rd International Cosmic Ray Conference, Vol. 2, 1993, P.17-20.
- [170] И.П. Иваненко, В.Я. Шестоперов, Д.М. Подорожный и др. *Энергетические спектры различных компонент космических лучей при энергиях выше 2 ТэВ, измеренные аппаратурой «Сокол».* // Известия Академии Наук, Сер. Физ., 1993, Т.57, №7, С.76-79.
- [171] В.М. Максименко. *Рентгеноэмиссионная камера.* // В кн.: Физическая энциклопедия. Т.4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия», 1994, С. 381–382.
- [172] С. Пауэл., П. Фаулер, Д. Перкинс. *Исследование элементарных частиц фотографическим методом.* // М.: Изд-во иностранной литературы, 1962.
- [173] T.P. Amineva, I.P. Ivanenko, M.A. Ivanova, K.V. Mandritskaya, E.A. Osipova, I.V. Rakobolskaya, N.V. Sokolskaya, A.Ya. Varkovitskaya, E.A. Zamchalova, G.T. Zatsepin, V.I. Zatsepin. *High-Energy Nucleon and Pion Spectra in Cosmic Rays at a Depth of 60 g/cm<sup>2</sup>.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975. V. 7., P. 2501–2506.
- [174] M.A. Ivanova, K.V. Mandritskaya, I.V. Rakobolskaya, N.V. Sokolskaya, A.Ya. Varkovitskaya, E.A. Zamchalova, G.T. Zatsepin, V.I. Zatsepin *The Energy Spectrum of Gamma-Quanta and Hadrons at a 60 G/cm<sup>2</sup> Depth in the Stratosphere (Abstract).* // 15th International Cosmic Ray Conference, 1977, V. 7. P. 465.
- [175] T.P. Amineva, M.A. Ivanova, K.V. Mandritskaya, E.A. Osipova, I.V. Rakobolskaya, N.V. Sokolskaya, N.I. Tulinova, A.Y. Varkovitskaya, L. Kuzmichev, V.I. Zatsepin, G.T.

Zatsepin *Study of the Energy Spectra of the Cosmic Ray Muons,  $\gamma$ -Quanta and Hadrons in the 2 TeV Range.* // 15th International Cosmic Ray Conference, 1977, Vol. 11. p.358-361.

- [176] M.D. Dezhurko, S.B. Ignatiev, K.V. Mandritskaya, V.V. Abulova, I.V. Rakobolskaya, N.V. Sokolskaya, A.Ya. Varkovitskaya, G.P. Sazhina, E.A. Zamchalova, M.A. Ivanova, V.I. Zatsepin. *The Method of X-Ray Emulsion Chamber as Applied to Determination of the Chemical Composition of Primary Cosmic Rays in the Energy range of 10 - 100 TeV per Nucleus.* // 15th International Cosmic Ray Conference, 1977, Vol. 11. P. 72-76.
- [177] L.A. Kuzmichev, K.V. Mandritskaya, E.A. Osipova, I.V. Rakobolskaya, N.V. Sokolskaya, A.S. Sudov, N.I. Tulinova, A. Varkovitskaya, V.I. Zatsepin. *Hadron energy spectrum restored from measurements of electron-photon cascades in X-ray emulsion chambers exposed onboard balloons.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 2. P. 103–106.
- [178] M.D. Dezhurko, I.V. Rakobolskaya, G.P. Sazhina, V.I. Zatsepin. *Measurement of Charges of Relativistic Nuclei in Thin Nuclear Emulsions by Photometry Method.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 9., P. 315.
- [179] V.G. Abulova, L.A. Hein, K.V. Mandritskaya, G.P. Sazhina, N.V. Sokolskaya, E.S. Troshina, A.Y. Varkovitskaya, E.A. Zamchalova, V.I. Zatsepin. *Energy Spectra of Cascades Produced by Primary Cosmic Rays in Emulsion Chambers Exposed in the Stratosphere.* // 18th International Cosmic Ray Conference, 1983. V. 9, P. 179–182.
- [180] K.V. Mandritskaya, G.P. Sazhina, N.V. Sokolskaya, A.Y. Varkovitskaya, E.A. Zamchalova, V.I. Zatsepin. *Energy spectra of proton and nuclei of primary cosmic rays in energy region 10 TeV/particle.* // 19th Intern. Cosmic Ray Conf., V. 6 P. 228–231.
- [181] B.L. Kanevsky, G.P. Sazhina, N.V. Sokolskaya, A.Ya. Varkovitskaya, E.A. Zamchalova, V.I. Zatsepin. *Energy Spectra of Protons and Nuclei of Primary Cosmic Rays in the Energy Region 10 TeV/particle.* // 20th International Cosmic Ray Conference Moscow, 1987, V. 1, P. 371–374.
- [182] V.I. Zatsepin, A.E. Zamchalova, Ya.A. Varkovitskaya, V.N. Sokolskaya, P.G. Sazhina, G.N. Ryabova, V.K. Mandritskaya. *Energy Spectra of PCR Protons and Nuclei Obtained with X-Ray Emulsion Chambers Using Data of New Stratospheric Exposures and New Methods of Processing.* // 21st International Cosmic Ray Conference. 1990, V. 3, P. 81–84.
- [183] А.Я. Варковицкая, Е.А. Замчалова, В.И. Зацепин, Т.В. Лазарева, Г.П. Сажина, Н.В. Сокольская. *Энергетические спектры первичных протонов и других ядер в области энергий 10-100 ТэВ/частичу.* // Письма в ЖЭТФ, Т. 57, вып. 8. С. 451–454.
- [184] В.И. Зацепин, Т.В. Лазарева, Г.П. Сажина, Н.В. Сокольская. *Энергетические спектры и состав первичных космических лучей в области энергий выше 10 ТэВ на частичу.* // ЯФ, 1994, Т. 57, № 4, С. 684–689.
- [185] Y. Kawamura, H. Matsutani, H. Nanjyo, et al. “*Quasidirect*” *observations of cosmic-ray primaries in the energy region  $10^{12} - 10^{14}$  eV.* // Phys. Rev. D, 1989, V. 40, P.729–753.

- [186] Y. Kawamura, H. Matsutani, H. Nanjyo, et al. *Observations of Cosmic-Ray Primaries in the Energy Region  $10^{12} - 10^{14}$  eV/particle.* // 21st International Cosmic Ray Conference. 1990, V. 3 (OG Sessions), P. 89–92.
- [187] T.H. Burnett, S. Dake, M. Fuki, et al. *Proton and Helium Energy Spectra above 1 TeV for Primary Cosmic Rays.* // Phys. Rev. Lett. 1983, V. 51, 1010–1013 (1983).
- [188] T.H. Burnett, S. Dake, M. Fuki, et al. *JACEE emulsion chambers for studying the energy spectra of high energy cosmic ray protons and helium.* // Nuc. Instr. Meth. A, V. 251, Issue 3, P. 583–595.
- [189] T.H. Burnett, S. Dake, J.H. Derrickson, et al. *Energy spectra of cosmic rays above 1 TeV per nucleon.* // ApJ, 1990, V. 349, P. L25–L28.
- [190] H.T. Burnett, S. Dake, H.J. Derrickson, et al. *Energy Spectra of Cosmic Rays Above 1 TeV per AMU by JACEE.* // 21st International Cosmic Ray Conference. 1991, V. 3, P. 101–104.
- [191] K. Asakimori, T.H. Burnett, M.L. Cherry, et al. *Energy spectra of protons and helium nuclei above 5 TeV/nucleon.* // 22th International Cosmic Ray Conference, 1991, V. 2, P. 97–100.
- [192] K. Asakimori (for the JACEE Collaboration). *Energy spectra and composition of cosmic rays above 1 TeV per nucleon..* // 22th International Cosmic Ray Conference, 1991, V. 2, P. 57-60.
- [193] Y. Takahashi (for the JACEE Collaboration). *Elemental Abundance of High Energy Cosmic Rays.* // Nucl. Phys. B, Proc. Suppl., 1998, V. 60, P. 83–92.
- [194] K. Asakimori, T.H. Burnett, M.L. Cherry, et al. *Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment.* // ApJ, 1998, V. 502, P. 278–283.
- [195] M.L. Cherry. *Approaching the knee balloon-borne observations of cosmic ray composition* Journal of Physics. // J. of Phys.: 2006, Conf. Ser., V. 47, Issue 1, P. 31–40 (arXiv:astro-ph/0512329v1).
- [196] A.V. Apanasenko, V.A. Sukhadolskaya, V.A. Derbina, et al. *Composition and energy spectra of cosmic-ray primaries in the energy range  $10^{13} - 10^{15}$  eV/particle observed by Japanese–Russian joint balloon experiment Astroparticle Physics.* // ApJ, 2001, V. 16, P. 13–46.
- [197] M. Furukawa, V.I. Galkin, M. Hareyama, et al. *All Particle Spectrum, Average Mass from RUNJOB Data* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1885–1888.
- [198] M. Furukawa, V.I. Galkin, M. Hareyama, et al. *Primary Heavy Components Spectra and  $\bar{\nu}_{\text{ry}}/\nu_{\text{ry}}$  Ratio Observed by RUNJOB Collaboration.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. P. 1877–1880.
- [199] M. Furukawa, V.I. Galkin, M. Hareyama, et al. *Primary Proton and Helium Spectra Observed by RUNJOB Collaboration.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. p.1837-1840.

- [200] L.G. Sveshnikova, V.A. Derbina, V.I. Galkin, et al. *All particle spectrum and average mass obtained by RUNJOB experiment.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, V. 3, P. 49-52.
- [201] M. Ichimura, V.A. Derbina, V.I. Galkin, et al. *Heavy component spectra and secondary to primary ratios obtained by RUNJOB experiment.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, V. 3, P. 21-24.
- [202] M. Hareyama, V.A. Derbina, V.I. Galkin, et al. *Proton and Helium spectra obtained by RUNJOB experiment.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, V. 3, P. 17-20.
- [203] M. Hareyama, V.A. Derbina, V.I. Galkin, et al. *Spectra and Composition in the Energy Range of 10-1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment.* // ApJ, 2005, V. 628, P. L41-L44.
- [204] V. Kopenkin, T. Sinzi. *Cosmic ray primary composition in the energy range 10–1000 TeV obtained by passive balloon-borne detector: Reanalysis of the RUNJOB experiment.* // Phys. Rev. 2009, D. 79, 072011 [18 pages].
- [205] W.R. Webber. *Some implications of the relative spectra of the different charge components in the primary radiation.* // Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, 1965, V. 1, P. 403–406.
- [206] W.R. Webber, J.F. Ormes, T. von Rosenvinge. *Measurements of the energy spectrum of nuclei with  $Z \geq 3$  in the primary radiation using a balloon-borne Cerenkov-scintillation counter.* // Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, 1965, V. 1, P. 407–411.
- [207] W.R. Webber, J.F. Ormes. *Cerenkov-Scintillation Counter Measurements of Nuclei Heavier than Helium in the Primary Cosmic Radiation, 1. Charge Composition and Energy Spectra between 200 Mev/Nucleon and 5 bev/Nucleon.* // J. of Geophysial Researc, 1967, V. 72, No. 23, P. 5957–5976.
- [208] C.J. Waddington, P.S. Freier. *Very heavy low energy cosmic ray nuclei.* // Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference, Vol. 1, p.390–392.
- [209] P.S. Freier, C.J. Waddington. *Very Heavy Nuclei in the Primary Cosmic Radiation. I. Observations on the Energy Spectrum.* // Phys.Rev. 1968, V. 175, No. 5, P. 1641–1648.
- [210] C.J. Waddington, P.S. Freier. *Very Heavy Nuclei in the Primary Cosmic Radiation. II. Interpretation of the Energy Spectra.* // Phys.Rev. 1968, V. 175, No. 5, P. 1649–1658.
- [211] T.T von Rosenvinge, W.R. Webber, J.F. Ormes. *The Relative Energy Spectra of Carbon and Oxygen Nuclei in the Primary Cosmic Radiation.* // Astrophysics and Space Science, 1969, V. 3, P. 4–13.
- [212] T.T von Rosenvinge, W.R. Webber, J.F. Ormes. *Measurements of Cosmic-Ray Li, Be and B Nuclei in the Energy Range 100 MeV/NUC to >22 BeV/NUC.* // Astrophysics and Space Science, 1969, V. 3, P. 80–101.

- [213] J.A. Lezniak, J.F. Ormes, T.T von Rosenvinge, W.R. Webber. *Observations on the Abundance of Nitrogen in the Primary Cosmic Radiation.* // *Astrophysics and Space Science*, 1969, V. 5, P. 103–112.
- [214] T.T. von Rosenvinge, W.R. Webber, J.F. Ormes. *A Comparison of the Energy Spectra of Cosmic Ray Helium and Heavy Nuclei.* // *Astrophysics and Space Science*, 1969, V. 5, P. 342–359.
- [215] W.R. Webber, J.A. Lezniak, J. Kish. *Differences in the Spectra of Cosmic Ray Nuclear Species Below 5 GeV/nuc.* // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, P. 248–253.
- [216] M. Casse, L. Koch, N. Lund, J.-P. Meyer, B. Peters, A. Soutoul, S.N. Tandon. *Chemical Composition of Heavy Cosmic Ray Nuclei above 5 GV.* // 12th International Conference on Cosmic Rays, 1971. V. 1, P. 241-245.
- [217] J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam, M.J. Ryan. *Charge Composition of Galactic Cosmic Radiation.* // 12th International Conference on Cosmic Rays, 1971. V. 1, P. 178-183.
- [218] V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Ormes. *Results on the Energy Dependence of Cosmic-Ray Charge Composition.* // *ApJ*, 1973, V. 186, P. 109–122.
- [219] J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Arens. *Variations of the Carbon+Oxygen to Iron and the Primary to Secondary Ratios with Energy from 2 to 50 GeV/Nucleon.* // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, p.157-162.
- [220] V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Ormes, R. Ramaty. *An Interpretation of the Carbon-Oxygen to Iron Ratio.* // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, P. 163-165.
- [221] J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam. *Charge Dependence of the Energy Spectra of Cosmic Rays.* // *Nature Physical Science*, 1973, V. 241, P.95-96.
- [222] R. Ramaty, V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Ormes. *Cosmic Ray Sources: Evidence for Two Acceleration Mechanisms.* // *Science*, V. 180, Issue 4087, P. 731–733.
- [223] A. Buffington, L.H. Smith, G. Smoot, M.A. Wahlig, L.W. Alvarez. *Measurement of the Primary Cosmic Ray Nuclear Rigidity Spectra for Individual Elements of Charge Z >= 2.* // 12th International Conference on Cosmic Rays, 1971. V. 1., P. 147–154.
- [224] L.H. Smith, A. Buffington, C.D. Orth, G.F. Smooth. *The Rigidity Spectra of Charged Cosmic Nuclei from 5 GV/c to 100 GV/c. (Abstract)* // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, p.177.
- [225] Ch.D. Orth, A. Buffington, G.F. Smoot. *Abundance Ratios for Primary Cosmic-Ray Nuclei from Be to Fe for 5 to 50 GV/c.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975, V. 1, P. 280–284.
- [226] C.D. Orth, A. Buffington, G.F. Smoot, T.S. Mast. *Abundances and spectra for cosmic-ray nuclei from lithium to iron for 2 to 150 GeV per nucleon.* // *ApJ*, 1978, V. 226, P. 1147–1161.

- [227] K. Atallah, T.F. Cleghorn, A. Modlinger, W.K.H. Schmidt. *Cosmic Ray Composition Measurements at High Energies*. 13th International Conference on Cosmic Rays. // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, P. 208–212.
- [228] W.K.H. Schmidt, K. Atallah, T.F. Cleghorn, A. Modlinger, M. Simon, W.V. Jones. *Results on the cosmic ray chemical composition at energies up to 100 GeV/nucl.* // A&A, 1976, V. 46, no. 1, p. 49-59.
- [229] E. Juliusson. *Charge Composition and Energy Spectra of Cosmic-Ray Nuclei at Energies above 20 GeV Per Nucleon.* // ApJ, 1974, V. 191, P. 331–348.
- [230] J. Audouze, Catherine J. Cesarsky. *Mean Path Length of High Energy Galactic Cosmic Rays in the Galactic Disk.* // Nature Physical Science 1973, V.241, P.98-100.
- [231] E. Juliusson, C.J. Cesarsky, M. Meneguzzi, M. Casse. *Source composition of cosmic rays at high energy.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975, V. 2, P. 653–658.
- [232] M. Meneguzzi. *Energy Dependence of Primary Cosmic Ray Nuclei Abundance Ratios.* // Nature Physical Science, 1973, V. 241, P. 100–101.
- [233] J. Caldwell, P. Meyer. *Charge composition and energy spectra of primary cosmic ray nuclei between 5 and 100 GeV.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975, V 1. P. 273–277.
- [234] J.H. Caldwell. *Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei at energies above 5 GeV per nucleon.* // ApJ, 1977, V. 218, P. 269–285.
- [235] C. Julliot, M. Cantin, J. Engelmann, L. Koch, N. Petrou, A. Soutoul. *Satellite Measurements of the Chemical Abundances from Li through Ni in Galactic Cosmic Rays.* // 13th International Conference on Cosmic Rays, 1973, V. 1, P. 238–243.
- [236] C. Julliot, L. Koch, N. Petrou. *Satellite Measurements of the Chemical Abundances from Li through Ni in Galactic Cosmic Rays.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975. V. 12, P. 4118–4122.
- [237] N. Lund, I.L. Rasmussen, B. Peters, N.J. Westergaard. *Irregularities in Cosmic Ray Composition.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975. V. 1, P. 257-262.
- [238] N. Lund, I.L. Rasmussen, B. Peters, M. Rotenberg, N.J. Westergaard. *Composition Changes in the Iron Group Between 0.5 and 10 GeV/Nucleon.* // 14th International Cosmic Ray Conference, 1975. V. 1, P. 263–266.
- [239] J.A. Lezniak, W.R. Webber. *The charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei from 3000 MeV per nucleon to 50 GeV per nucleon.* // ApJ, 1978, V. 223, P. 676–696.
- [240] W.R. Webber, S.V. Damle, J. Kish. *Studies of the chemical composition of cosmic rays with Z=3-30 at high and low energies.* // Astrophysics and Space Science, 1972, V. 15, Issue 2, P. 245–271.
- [241] J.A. Lezniak. *Convolution and deconvolution techniques applied to Cerenkov detectors.* // Nuclear Instruments and Methods, 1975, V. 126, Issue 1, P. 129–147.

- [242] J.A. Lezniak. *Average added component of Cherenkov radiation due to knock-on electrons.* // Nuclear Instruments and Methods, V. 136, issue 2, P. 299–306.
- [243] J.H. Chappell, W.P. Webber. *High energy cosmic ray charge and energy spectra measurements.* // 17ep International Cosmic Ray Conference, 1981, Conference Papers. V. 2. P. 59–62.
- [244] J.J. Engelmann, P. Goret, E. Juliussøn, et al. *Elemental configuration of cosmic rays from Be to Ni as measured by the French-Danish instrument on HEAO-3.* // 18th International Cosmic Ray Conference, 1983, V. 2, P. 17–20.
- [245] M. Gupta, W.R. Webber.. *The abundance of N-14 at the cosmic-ray source - A study using new fragmentation cross sections.* // ApJ, 1989, V. 340, P. 1124–1134.
- [246] M. Simon, H. Spiegelhauer, W.K.H. Schmidt, F. Siohan, J.F. Ormes, V.K. Balasubrahmanyam, J.F. Arens. *Energy spectra of cosmic-ray nuclei to above 100 GeV per nucleon.* // ApJ, 1980, V. 239, P. 712–724.
- [247] *High Energy Astronomy Observatory 3.* // <http://en.wikipedia.org/wiki/HEAO-3>.
- [248] M. Bouffard, J.J. Engelmann, L. Koch, A. Soutoul, N. Lund, B. Peters, I.L. Rasmussen. *The HEAO-3 Cosmic Ray Isotope spectrometer.* // Astrophysics and Space Science, 1982, V. 84, P. 3–33.
- [249] A. Soutoul, J.J. Engelmann, P. Goret, E. Juliussøn, L. Koch-Miramond, P. Masse, N. Petrou, Y. Rio, T. Risbo. *Isotope Analysis Using the Geomagnetic Method.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 9., P. 105–108.
- [250] J.J. Engelmann, P. Goret, E. Juliussøn, et al. *The Elemental Composition of Cosmic Rays from Be to Zn as Measured by the French-Danish Instrument on HEAO-3.* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 9., P. 97–105.
- [251] E. Juliussøn, J.J. Engelmann, J. Jorrand, et al. *The galactic cosmic ray energy spectra as measured by the French-Danish instrument on HEAO-3.* // 18th International Cosmic Ray Conference, 1983, V. 2, P. 21–24.
- [252] J.J. Engelmann, P. Goret, L. Koch-Miramond, E. Juliussøn, N. Lund, *Source energy spectra of heavy cosmic ray nuclei as derived from the French-Danish experiment on HEAO-3.* // A&A, 1985, V. 148, P. 12–20.
- [253] P. Ferrando, W.R. Webber, P. Goret, J.C. Kish, D.A. Schrier, A. Soutoul, O. Testard. *Measurement of  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , and  $^{56}\text{Fe}$  charge changing cross sections in helium at high energy, comparison with cross sections in hydrogen, and application to cosmic-ray propagation.* // Phys. Rev. C, 1988, V. 37, P. 1490–1501.
- [254] J.-P. Meyer. *Solar-stellar outer atmospheres and energetic particles, and galactic cosmic rays.* // ApJ Suppl. Ser., 1985, V. 57, P. 173–204.
- [255] W.R. Binns, R. Fickle, C.J. Waddington, T.L. Garrard, E.C. Stone, M.H. Israel, J. Klarmann. *The heavy nuclei experiment on HEAO-3.* // In: Origin of cosmic rays;

Proceedings of the Symposium, Bologna, Italy, June 11-14, 1980. Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., 1981, P. 91–92.

- [256] W.R. Binns, M.H. Israel, J. Klarmann, W.R. Scarlett, C.J. Waddington, E.C. Stone. *The UH-nuclei cosmic ray detector on the third High Energy Astronomy Observatory.* // Nuclear Instruments and Methods, 1981, V. 185, P. 415–426.
- [257] C.J. Waddington, R.K. Fickle, T.L. Garrard, E.C. Stone, W.R. Binns, M.H. Israel, J. Klarmann. *Abundances of Cosmic-Ray Nuclei Heavier than  $^{50}\text{Sn}$ .* // 17th International Cosmic Ray Conference, 1981, V. 9, P. 109–112.
- [258] W.R. Binns, R.K. Fickle, C.J. Waddington, T.L. Garrard, E.C. Stone, M.H. Israel, J. Klarmann. *Cosmic-ray abundances of elements with atomic number  $26 < Z < 40$  measured on HEAO 3.* // ApJ, Part 2 - Letters to the Editor, 1981, V. 247, p. L115–L118.
- [259] W.R. Binns, T.L. Garrard, P.S. Gibner, M.H. Israel, M.P. Kertzman, J. Klarmann, B.J. Newport, E.C. Stone, C.J. Waddington. *Abundances of ultraheavy elements in the cosmic radiation - Results from HEAO 3.* // ApJ, 1989, V. 346, P. 997–1009.
- [260] M.H. Israel, M.D. Jones, J. Klarmann, W.R. Binns, T.L. Garrard, E.C. Stone, R.K. Fickle, C.J. Waddington. *Energy spectra of ultraheavy cosmic rays - Results from HEAO-3.* // 18th International Cosmic Ray Conference, 1983, V. 9, P. 123–126.
- [261] M.D. Jones, J. Klarmann, E.C. Stone, C.J. Waddington, W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel. *Energy spectra of elements with  $18 \leq Z \leq 28$  between 10 and 300 GeV/amu.* // 19th Intern. Cosmic Ray Conf., 1985, V. 2, P. 28–31.
- [262] M.H. Israel, M.D. Jones, M.P. Kamionkowski, J. Klarmann, E.C. Stone, C.J. Waddington, W.R. Binns, T.L. Garrard. *Cosmic-Ray Energy Spectra Between Ten and Several Hundred Gev/amu for Elements from  $^{18}\text{Ar}$  to  $^{28}\text{Ni}$  – results from HEAO-3.* // 20th International Cosmic Ray Conference, 1987, V. 1, P. 330–333.
- [263] V. Vylet, C.J. Waddington, W.R. Binns, T.L. Garrard, M.H. Israel, J. Klarmann, M. Metzger. *Energy spectra between 10 and several hundred GeV/nucleon for elements from  $^{18}\text{Ar}$  to  $^{23}\text{V}$ : Results from HEAO-3.* // 21st International Cosmic Ray Conference, 1989, V. 3, P. 19–22.
- [264] S.D. Barthelmy, M.H. Israel, J. Klarmann. *Relative abundances of elements ( $20 \leq Z \leq 28$ ) at energies up to 70 GeV/amu using relativistic rise in ion chambers.* // 19th International Cosmic Ray Conference, 1985, V. 2, P. 24–27.
- [265] S.P. Swordy, D. Mueller, P. Meyer, J. L'Heureux, J.M. Grunsfeld. *Relative abundances of secondary and primary cosmic rays at high energies.* // ApJ, 1990, V. 349, P. 625–633.
- [266] J. L'Heureux, J.M. Grunsfeld, P. Meyer, D. Müller, S.P. Swordy. *A detector for cosmic-ray nuclei at very high energies.* // Nucl. Instr. Meth. A, V. 295, P. 246–260.
- [267] D. Muller, J. Grunsfeld, J. L'Heureux, P. Meyer, S.P. Swordy. *The Energy Spectra of Primary Cosmic Ray Nuclei up to 1 TeV/nucleon.* // 20th International Cosmic Ray Conference Moscow, 1987, V. 1, P. 334–335.

- [268] J.M. Grunsfeld, J. L'Heureux, P. Meyer, D. Muller, S.P. Swordy. *Energy spectra of cosmic-ray nuclei from 50 to 2000 GeV per AMU.* // ApJ, Part 2 - Letters to the Editor, 1988, V. 327, April 1, P. L31–L34.
- [269] S.P. Swordy, J. L'Heureux, P. Meyer, D. Muller. *Elemental abundances in the local cosmic rays at high energies.* // ApJ, 1993, V. 403, P. 658–662.
- [270] M. Ichimura, M. Kogawa, S. Kuramata, et al. *Observation of heavy cosmic-ray primaries over the wide energy range from 100 GeV/particle to 100 TeV/particle: Is the celebrated “knee” actually so prominent?* // Phys. Rev. D, 1993, V. 48, P. 1949–1975.
- [271] E. Kamioka, M. Hareyama, M. Ichimura, et al. *Azimuthally controlled observation of heavy cosmic-ray primaries by means of the balloon-borne emulsion chamber.* // Astroparticle Physics, 1997, V. 6, P. 155–167 .
- [272] M. Ichimura, E. Kamioka, M. Kitazawa, et al. *Possibility of screen-type X-ray film for observation of heavy cosmic-ray primaries.* // Nucl. Instr. Meth. A, V. 300, P. 374–394.
- [273] R.A. Mewaldt, W.R. Webber. *Cosmic ray source abundances derived from high energy measurements of Fe-group nuclei.* // 21st International Cosmic Ray Conference, 1990, V. 3, P. 432–435.
- [274] M. Hareyama, M. Ichimura, E. Kamioka, et al. *SUB-Fe/Fe ratio obtained by Sanriku balloon experiment.* // 26th International Cosmic Ray Conference, 1999, V. 3, P. 105–108.
- [275] J. Linsley. *Spectra, anisotropies and composition of cosmic rays above 1000 GeV.* // 18th International Cosmic Ray Conference, 1983, V. 12, P. 135–191.
- [276] Дж. Адамс, Дж. Ли, В.И. Зацепин, М.И. Панасюк, Н.В. Сокольская. *Спектр всех частиц первичных космических лучей: данные эксперимента ТИК.* // Известия Академии Наук, Сер. Физ., 1997, Т. 61, №6, С. 1181–1185..
- [277] J.H. Adams, Jr., J. Lee, A.A. Beliayev, Y.P. Gordeev, T.V. Lazareva, O.Y. Nечаев, M.I. Panasyuk, G.P. Sazhina, N.V. Sokolskaya, B.M. Yakovlev, V.I. Zatsepin. *The Galactic Cosmic Ray All-Particles Spectrum, Preliminary Results from the TIC Experiment.* // 24th International Cosmic Ray Conference, 1995, V. 2, P. 646–647.
- [278] J. Isbert, T.G. Guzik, R. Lockwood, F.B. McDonald, E.S. Seo, J.P. Wefel. *Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC).* // 24th International Cosmic Ray Conference, 1995, V. 3, P. 718–721.
- [279] D.C. Ellison, S.P. Reynolds, K. Borkowski, et al. *Supernova remnants and the physics of strong shock waves.* // Astronomical Society of the Pacific, Publications, 1994, V. 106, no. 701, P. 780–797.
- [280] T.G. Guzik, J.H. Adams, G.L. Bashindzhagyan, A.V. Dudnik, S.B. Ellison, A.R. Fazely, L. Garcia, N.L. Grigorov, S.E. Inderhees, J. Isbert, H.C. Jung, L. Khein, S.-K. Kim, R.A. Kroeger, R. Lockwood, F.B. McDonald, M.I. Panasyuk, C.-S. Park, B. Price, W.K. Schmidt, C. Dion-Schwartz, V.G. Senchishin, E.-S. Seo, J.P. Wefel, J.Z. Wang, V.I. Zatsepin, S.Y. Zinn. *Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC) balloon experiment:*

*instrumentation.* // Proc. SPIE V. 2806, P. 122–133, Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions, Brian D. Ramsey; Thomas A. Parnell; Eds.

- [281] W.K.H. Schmidt, J. Chang, O. Ganel, E.S. Seo, R. Sina, J.Z. Wang. *On the Identification of High Energy Cosmic Ray Electrons in the Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC).* // 26th International Cosmic Ray Conference. 1999. Salt Lake City, V. 5. P. 41–44.
- [282] Eun-Suk Seo, J.H. Adams, G.L. Bashindzhagyan, O.V. Dudnik, A.R. Fazely, L. Garcia, N.L. Grigorov, T.G. Guzik, S. Inderhees, J. Isbert, H.C. Jung, L. Khein, S.K. Kim, R.A. Kroeger, F.B. McDonald, M.I. Panasyuk, C.S. Park, W.K.H. Schmidt, C. Dion-Schwarz, V.G. Senchishin, J.Z. Wang, J.P. Wefel, V.I. Zatsepин, S.Y. Zinn.. *Advanced thin ionization calorimeter to measure ultrahigh energy cosmic rays.* // Advances in Space Research, V. 19, Issue 5, P. 711–718.
- [283] T.G. Guzik, J. Adams Jr, J. Ampe, G. Bashindzhagyan, P. Boberg, G. Case, J. Chang, S. Ellison, A. Fazely, G.A. Samsonov, O. Ganel, R. Gould, D. Granger, R. Gunasingha, I. Isbert, L. Khein, M. Kher, D. Khettry, H.J. Kim, K.C. Kim, I.M. Koo, Y. Kwon, L. Mommmajasyula, R. Kroeger, R. Lockwood, R. Mohan, M. Panasyuk, B. Price, W. Schmidt, C. Schwarz, M. Sen, E.S. Seo, R. Sina, M. Stewart, A. Voronon, D. Wagner, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V. Zatsepин. *The Advanced Thin Ionization Calorimeter (ATIC) for Studies of High Energy Cosmic Rays.* // 26th International Cosmic Ray Conference. 1999. Salt Lake City, V. 5. P. 9–12.
- [284] R. Brun, F. Brayant, M. Maire. *GEANT user manual.* // Geneva, CERN, 1984, DD/EE/84-1. (<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/cernlib>).
- [285] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, K., et al. *Geant4-a simulation toolkit* // Nuclear Instr. Meth. A., 2003, V. 506, P. 250-303.
- [286] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. *Geant4 developments and applications* // IEEE Transactions on Nuclear Science, 2006, V. 53, P. 270–278.
- [287] E.S. Seo, The Atic Collaboration. *Preliminary results from the first flight of ATIC.* // 27th International Cosmic Ray Conference. 2001. Hamburg, P. P. 1601–1604.
- [288] J.P. Wefel, ATIC Collaboration. *The ATIC experiment: first balloon flight.* // 27th International Cosmic Ray Conference. 2001. Hamburg, P. 2111–2114..
- [289] V.I. Zatsepин for the ATIC Collaboration. *The first flight of ATIC: preliminary results on Li, Be, B nuclei.* // 27th International Cosmic Ray Conference. 2001. Hamburg, P. 1605–1607.
- [290] V.I. Zatsepин, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu. *Rigidity Spectra of Protons and Helium as Measured in the First Flight of the ATIC Experiment.* // 28th International Cosmic Ray Conference. 2003. p.1829–1832.

- [291] H.S. Ahn, J.H. Adams, G. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E. Kouznetsov, M. Panasyuk, A. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, R. Sina, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V. Zatsepin. *Elemental Spectra from the First ATIC Flight.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, Pune, India. V. 3, P. 57–60.
- [292] H.S. Ahn, E.S. Seo, J.H. Adams, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E. Kouznetsov, M. Panasyuk, A. Panov, W.K.H. Schmidt, R. Sina, N.V. Sokolskaya, J.Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepin. *The energy spectra of protons and helium measured with the ATIC experiment.* // Advances in Space Research, V. 37, 2006, P. 1950–1954.
- [293] H.S. Ahn, J.H. Adams, G. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A. R. Fazely, O. Ganel, R. M. Gunasingha, T. G. Guzik, J. Isbert, K. C. Kim, E. N. Kouznetsov, M. Panasyuk, A. Panov, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, R. Sina, N.V. Sokolskaya, J. Z. Wang, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepin. *All-Particle Spectrum Measured by ATIC-1.* // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (Merida) 2008. V.2, P.79–82.
- [294] J. H. Adams Jr, G. L. Bashindzhagyan, V. I. Zatsepin, M. M. Merkin, M. I. Panasyuk, G. A. Samsonov, N. V. Sokol'skaya, L. A. Khein. *The Silicon Matrix as a Charge Detector for the ATIC Experiment.* // Instruments and Experimental Techniques, 2001, Volume 44, Issue 4, p. 455–461.
- [295] N. S. Amelin, K. K. Gudima, and V. D. Toneev. // Yad. Fiz. 51, 512 (1990) [Sov. J. Nucl. Phys. 51, 327 (1990)].
- [296] I. D. Rappoport, A. N. Turundaevskii, and V. Ya. Shestoporov. // Yad. Fiz. 65, 176 (2002) [Phys. At. Nucl. 65, 170 (2002)].
- [297] A. Fassò, A. Ferrari, S. Roesler, et al. *The physics models of FLUKA: status and recent developments.* // In: Computing in High Energy and Nuclear Physics. 2003 Conference (CHEP2003). V.C0303241. La Jolla, California, USA: eCONF, 2003. (arXiv:hep-ph/0306267).
- [298] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P. R. Sala. *FLUKA: a multi-particle transport code.* // In: Computing in High Energy and Nuclear Physics. 2003 Conference (CHEP2003). CERN, INFN, SLAC, 2005. Nos. CERN-2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773. (<http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-773.html>).
- [299] J. Isbert, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, J. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, A.D. Panov, J.P. Wefel, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, J. Wu, V.I. Zatsepin. *BGO Temperature Dependence and Energy measurements in the ATIC Calorimeter.* // 29th International Cosmic Ray Conference. 2005, Pune, India. Volume 3, p.397-400.
- [300] J. B. Birks. *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations.* // Proc. Phys. Soc. A, 1951, V. 64, P. 874–877.

- [301] J. B. Birks. *Specific Fluorescence of Anthracene and Other Organic Materials.* // Phys. Rev., 1951, V. 84, Issue 2, P. 364–365.
- [302] A.N. Тихонов, В.Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач.* // М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. 1979.
- [303] A. A. Soutoul, V. S. Ptuskin. *Energy-dependent abundance of secondary nuclei in cosmic rays: an indication of altitude-dependent convection above the galactic plane?* // 26th International Cosmic Ray Conference, 1990, V. 4, P. 184–186.
- [304] V.I. Zatsepin and N.V. Sokolskaya. *Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV..* // A&A, 2006, V. 458, P. 1–5.
- [305] M.M. Shapiro, R. Silberberg, C.H. Tsao. *Composition of relativistic cosmic rays near the earth and at the sources.* // Space Research XII – Akademie-Verlag, Berlin, 1972. P. 1609–1615.
- [306] P.J. Boyle, M. Ave, F. Gahbauer, et al. *Spectra of Heavy Cosmic Ray Nuclei from 0.5 GeV/amu to 10,000 GeV/amu.* // 29th International Cosmic Ray Conference, 2005, Pune, India. V. 3, P. 65–68.
- [307] D. Müller, M. Ave, P. Boyle, et al. *Measurements with TRACER: Discussion of Results and Future Prospects.* // 29th International Cosmic Ray Conference, 2005, Pune, India. V. 3, P. 89–92.
- [308] S.F. Berezhnev, D. Besson, N.M. Budnev, et al. *Tunka-133: Primary Cosmic Ray Energy Spectrum in the energy range  $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$  eV.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, V. 1, P. 219–222.
- [309] W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velazquez, K. Bekk, et al. *The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande.* // Astropart. Phys. V. 36, P. 183–194 (arXiv:1206.3834).
- [310] R. Martirosov, A. Garyaka, S. Ter-Antonyan, A. Erlykin, N. Nikolskaya, Y. Gallant, L. Jones, J. Procureur, H. Babayan. *Results from the GAMMA experiment on Mt. Aragats.* // arXiv:1010.6260 [astro-ph.HE], 2010.
- [311] S.F. Berezhnev, D. Besson, N.M. Budnev, et al. *Tunka-133: Primary Cosmic Ray Energy Spectrum in the energy range  $6 \cdot 10^{15} - 10^{18}$  eV.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, V. 1, P. 207–210.
- [312] A. Obermeier, P.J. Boyle, J.R. Horandel, D. Müller. *Galactic propagation of cosmic rays and the B/C ratio.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, V. 6, P. 40–43.
- [313] A. Obermeier, M. Ave, P. Boyle, Ch. Höppner, J. Hörandel, D. Müller. *Energy spectra of primary and secondary cosmic-ray nuclei measured with TRACER.* // ApJ, 2011, V. 742, id 14, 11pp. (arXiv:1108.4838).
- [314] A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, V.I. Zatsepin. *Upturn in ratios of nuclei of Z=16-24 to iron observed by the ATIC experiment above 50 GeV/n.* // 33th ICRC, 2013, Rio-de-Janeiro, ID-123, URL:  
<http://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=123&sessionId=3&confId=0>.

- [315] A.D. Panov, J.H. Adams, H.S. Ahn, G.L. Bashindzhagyan, K.E. Batkov, J. Chang, M. Christl, A.R. Fazely, O. Ganel, R.M. Gunasingha, T.G. Guzik, J. Isbert, K.C. Kim, E.N. Kouznetsov, M.I. Panasyuk, W.K.H. Schmidt, E.S. Seo, N.V. Sokolskaya, JohnW. Watts, J.P. Wefel, J. Wu, V.I. Zatsepin. *The results of ATIC-2 experiment for elemental spectra of cosmic rays.* // arXiv:astro-ph/0612377, 2006.
- [316] M. Ave, P.J. Boyle, F. Gahbauer, et al. *Composition of Primary Cosmic-Ray Nuclei at High Energies.* // ApJ, 2008, V. 678, P. 262–273.
- [317] H.S. Ahn, P. Allison, M.G. Bagliesi, et al. *Energy Spectra of Cosmic-ray Nuclei at High Energies.* // ApJ, 2009, V. 707, P. 593–603.
- [318] E. G. Berezhko, L. T. Ksenofontov, V. S. Ptuskin, V. N. Zirakashvili, H. J. Voelk.. *Cosmic ray production in supernova remnants including reacceleration: the secondary to primary ratio.* // A&A, 2003, V. 410, P. 189–198.
- [319] B. Peters, N.J. Westergaard. *Cosmic ray propagation in a closed galaxy.* // Astrophysics and Space Science, V. 48, P. 21–46.
- [320] P.C. Frisch, D.G. York. *Synthesis maps of ultraviolet observations of neutral interstellar gas.* // ApJ, Letters to the Editor, 1983, V. 271, P. L59-L63.
- [321] T. W. Berghofer, D. Breitschwerdt. *The origin of the young stellar population in the solar neighborhood – a link to the formation of the Local Bubble?* // Astronomy and Astrophysics 2002, V. 390 (1), P. 299-306 (arXiv:astro-ph/0205128).
- [322] E. S. Seo, H. S. Ahn, P. Allison, et al. *Approaching the Knee with Direct Measurements.* // Nuc. Phys. B (Proc. Suppl.), 2008, V. 175–176, P. 155–161.
- [323] E. S. Seo. *CREAM: Results, Implications and Outlook.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, V. 12, P. 179–187.
- [324] H.S. Ahn, P. Allison, M.G. Bagliesi, et al. *The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) instrument.* // Nucl. Instr. Meth. A, 2007, V. 579, P. 1034–1053.
- [325] J.H. Han, H.S. Ahn, T. Anderson, et al. *Performance in flight of the CREAM-III and CREAM-IV calorimeters.* // 31st ICRC, 2009, ID1394.
- [326] J.H. Han, H.S. Ahn, Y. Amare, et al. *Performance of the CREAM-V and CREAM-VI calorimeters in flight.* // 32nd ICRC, 2011, V.6, p. 395-398.
- [327] H.S. Ahn, P.S. Allison, M.G. Bagliesi, et al. *Measurements of cosmic-ray secondary nuclei at high energies with the first flight of the CREAM balloon-borne experiment.* // Astropart. Phys. 2008, V. 30, P. 133–141.
- [328] Y.S. Yoon, H.S. Ahn, P.S. Allison, et al. *Cosmic-ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight.* // ApJ, V. 728, 2011, id. 122.
- [329] Y.S. Yoon, H.S. Ahn, T. Anderson, et al. *Preliminary Proton and Helium Spectra from the CREAM-III Flight.* // Proc. of 31st International Cosmic Ray Conference, 2009, ID0668.

- [330] H.S. Ahn, P. Allison, M.G. Bagliesi, et al. *Discrepant hardening observed in cosmic-ray elemental spectra.* // ApJ Lett. 2010, V. 714 P. L89–L93 (arXiv:1004.1123v1 [astro-ph.HE]).
- [331] D. Müller, M. Ave, P.J. Boyle, et al. *The TRACER Project: Instrument Concept, Balloon Flights, and Analysis Procedures.* // 30th International Cosmic Ray Conference. 2008. Volume 2, p.83-86.
- [332] F. Gahbauer, G. Hermann, J.R. Hörandel, D. Müller, A.A. Radu. *A New Measurement of the Intensities of the Heavy Primary Cosmic-Ray Nuclei around 1 TeV amu<sup>-1</sup>.* // ApJ, V. 607, P. 333–341.
- [333] M. Ave, P.J. Boyle, C. Höppner, et al. *Cosmic Ray Energy Spectra of Primary Nuclei from Oxygen to Iron: Results from the TRACER 2003 LDB Flight.* // 30th International Cosmic Ray Conference. 2008. Volume 2, p.87–90.
- [334] M. Ave, P.J. Boyle, C. Höppner, J. Marshall, D. Müller. *Propagation and Source Energy Spectra of Cosmic Ray Nuclei at High Energies.* // ApJ, 2009, V. 697, P. 106–114.
- [335] P.J. Boyle, M. Ave, J.R. Höhandel, D. Müller, A. Obermeier, J.E. Ward. *New measurements of the composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei with TRACER.* // 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011, V. 6, P. 55–58.
- [336] A. Obermeier, P. Boyle, J. Hörandel, D. Müller. *The boron-to-carbon abundance ratio and Galactic propagation of cosmic radiation.* // ApJ, 2012, 752, id 69, 7 pp (arXiv:1204.6188).
- [337] M. Ave, P.J. Boyle, C. Höppner, et al. *Propagation of High-Energy Cosmic Rays through the Galaxy: Discussion and Interpretation of TRACER Results.* // 30th International Cosmic Ray Conference. 2008. Volume 2, p.215–218..
- [338] P. Picozza, L. Marcelli, O. Adriani, et. al (PAMELA collaboration). *Cosmic Ray Study with the PAMELA Experiment.* // J. Phys.: Conf. Ser., 2013, V. 409, id. 012003.
- [339] A. V. Kareljin, S. V. Borisov, A. M. Galper, S. A. Voronov for PAMELA collaboration. *The Proton and Helium cosmic ray spectra from 50 GeV to 15 TeV.* // Astrophys. Space Sci. Trans., 2011, V. 7, P. 235-238.
- [340] O. Adriani, G.C. Barbarino, G.A. Bazilevskaya, et. al (PAMELA collaboration). *PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra.* // Science, 2011, V. 332, Issue 6025, P. 69-72.
- [341] А.В. Карелин. Энергетические спектры протонов и ядер гелия в диапазоне энергий  $10^{11}$ – $10^{13}$  эВ в околоземном космическом пространстве. // Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Москва–2011 г.
- [342] O. Adriani, G.C. Barbarino, G.A. Bazilevskaya, et. al (PAMELA collaboration). *Measurements of cosmic-ray proton and helium spectra with the PAMELA calorimeter.* // Advances in Space Research, 2013, V. 51, P. 219–226.

- [343] Cristian De Santis, on behalf of PAMELA collaboration. *PAMELA measurements of boron and carbon spectra in the energy range 100 MeV/n - 100 GeV/n.* // 32nd International Cosmic Rays Conference, 2011, V. 6, P. 91-94.
- [344] V. Formato, N. Mori, R. Carbone, et al. (PAMELA collaboration). *Galactic boron and carbon fluxes measured by the PAMELA experiment.* // 33th International Cosmic Rays Conference, 2013, ID0538 (to be published).  
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=538&sessionId=3&confId=0>.
- [345] W. Menn, O. Adriani, G.C. Barbarino, et. al (PAMELA collaboration). *The PAMELA space experiment.* // Advances in Space Research 51 (2013) 209–218.
- [346] S. Haino, K. Abe, K. Anrakua, et al. (BESS collaboration). *Progress of the BESS Superconducting Spectrometer.* // Nucl. Instr. Meth. A, 2004, V. 518, P. 167–171.
- [347] M. Nozaki for the BESS-Polar Collaboration. *BESS-Polar.* // Nucl. Instr. Meth. B, 2004, V. 214. P. 110–115.
- [348] K. Yoshimura, K. Abe, H. Fuke, et al. (BESS collaboration). *BESS-Polar experiment: Progress and future prospects.* // Advances in Space Research, 2008, V. 42, P. 1664–1669.
- [349] K. Sakai, K. Abe, H. Fuke, et al. (BESS Collaboration). *BESS-Polar II Measurements of the Cosmic-ray Proton and Helium Spectra at Solar Minimum.* // 33th International Cosmic Ray Conference, 2013, ID 0974, URL:  
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=974&sessionId=3&confId=0>.
- [350] Roberto Battiston, on behalf of the AMS-02 Collaboration. *The antimatter spectrometer (AMS-02): A particle physics detector in space.* // Nucl. Instr. and Meth. A, 2008, V. 588, P. 227-234.
- [351] Andrei Kounine, on behalf of the AMS-02 Collaboration. *The Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station.* // Int. J. Mod. Phys. E, 2012, V. 21, No. 8, id 1230005.
- [352] AMS-02 Collaboration: M. Aguilar, G. Alberti, B. Alpat, et al. *First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV..* // Phys. Rev. Lett., 2013, V. 110, id 141102.
- [353] S. Haino, on behalf of the AMS Collaboration. *Precision measurement of the proton flux with AMS.* // 33th ICRC, 2013, Rio-de-Janeiro, ID-1265, URL:  
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1265&sessionId=3&confId=0>.
- [354] V. Choutko, on behalf of the AMS Collaboration. *Precision Measurement of the Cosmic Ray Helium Flux with AMS Experiment.* // 33th ICRC, 2013, Rio-de-Janeiro, ID-1262, URL:  
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1262&sessionId=3&confId=0>.
- [355] A. Oliva, on behalf of the AMS Collaboration. *Precision Measurement of the Cosmic Ray Boron-to-Carbon Ratio with AMS.* // 33th ICRC, 2013, Rio-de-Janeiro, ID-1266, URL:  
<https://143.107.180.38/indico/contributionDisplay.py?contribId=1266&sessionId=3&confId=0>.

- [356] Д.М. Подорожный, Э.В. Аткин, Л.С. Бурылов, А.Г. Воронин, Н.В. Кузнецов, М.М. Меркин, Р.А. Мухамедшин, А.Ю. Павлов, А.В. Романов, Л.Г. Свешникова, Л.Г. Ткачев, А.Н. Турундаевский, А.П. Чубенко. *Проект ОЛВЭ исследования первично-го космического излучения высоких энергий.* // Известия РАН. Серия Физическая, 2009, Т.73, № 5, С.632-635.
- [357] A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, V.I. Zatsepin. *Reconstruction of deposited energy in BGO crystals, trajectory reconstruction, charge spectra and  $E_d$  spectra of ATIC-4.* // Технический отчет MSU2008-07, 2008.
- [358] A.D. Panov, N.V. Sokolskaya, V.I. Zatsepin. *Results of ATIC trigger correction: the spectra of protons and helium in ATIC-4 and ATIC-1 do not contradict ones of ATIC-2 (for good S1S3-1=600V period).* // Технический отчет MSU2008-08, 2008.