

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ СТРУКТУР*

С.Дж. Аплин*, В.И. Савельев**

**Портсмутский университет, Портсмут, Англия*

***Немецкий электронный синхротрон, Гамбург, Германия*



В работе представлены результаты создания математической модели для описания переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами. Данная модель может быть использована для исследования возникновения переходного излучения при распространении заряженных частиц в периодических сверхплотных средах – внутриядерных областях.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее время характеризуется значительным экспериментальным интересом к явлениям излучения движущихся заряженных частиц в различных условиях [1], в частности к переходному излучению [2], что вызвано возможностью использования переходного излучения для идентификации релятивистских заряженных частиц, в частности, идентификации лептонов в экспериментах по физике высоких энергий, диагностики высокоинтенсивных пучков заряженных частиц. Высокие требования к характеристикам систем идентификации заряженных частиц потребовали детального исследования переходного излучения как собственно физического явления, так и его использования в экспериментальных исследованиях [3].

В этом плане создание соответствующего математического аппарата и методов моделирования переходного излучения представляет актуальную задачу. Переходное излучение до сих пор не включено в классические описания электромагнитных процессов и не представлено в стандартных средствах и системах анализа в физике высоких энергий. Важным этапом создания математической модели переходного излучения естественно является экспериментальное тестирование; в частности, важнейшим фактором является соответствие математического моделирования существующим физическим моделям и реальной постановке эксперимента, что требует описания дополнительных процессов и условий экспериментальных исследований.

Основным методом моделирования, позволяющим получать значимые результаты является метод Монте-Карло, который первоначально успешно использовался для задач нейтронной физики, где традиционные численные методы оказались малопродуктивными. Далее его применение распространилось на широкий круг задач статисти-

© С.Дж. Аплин, В.И. Савельев, 2002

* Работа поддержана грантом РФФИ 00-01-00282а

ческой физики, в том числе взаимодействие элементарных частиц и распространения электромагнитного излучения [4].

Использование современных вычислительных средств и языков математического программирования существенно упростило программирование вычислений и перенесло центр тяжести на создание математического описания исследуемого явления, необходимые упрощения задачи, выбор подходящего численного метода, исследование его погрешности.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. ПРАКТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Переходное излучение представляет собой электромагнитное излучение, возникающее при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами. Объяснение этого явления основывается на рассматриваемом процессе реформирования электромагнитного поля зараженной частицы при изменении диэлектрических свойств среды, и в общем виде представляет собой достаточно сложную задачу. Строгое математическое описание этого явления определяется уравнениями Максвелла, представляющими собой систему законов сохранения с разрывными коэффициентами под знаком производных, характеризующими диэлектрические свойства среды. Подход к решению стал возможен лишь в последнее десятилетие на основе функциональных решений законов сохранения [5].

Основой практической теории переходного излучения являются асимптотические формулы Гинзбурга-Франка для расчета переходного излучения для заряженной частицы при пересечении границы раздела сред с различными диэлектрическими свойствами при нормальном прохождении границы, и адаптированные для области релятивистских энергий В.Гарибяном [5].

Как результат формула выхода переходного излучения в асимптотической области в единичном пространственном угле в направлении вперед в полярных координатах может быть представлена следующим образом

$$\frac{dW_0(\omega, \theta)}{d\omega d\Omega} = \frac{ev^2}{\pi^2 c^3} \sqrt{\epsilon_2} \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \theta}{[1 - (v/c)^2 \epsilon_2 \cos^2 \theta]} \times \left| \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_2) [1 - (v/c)^2 \epsilon_2 - (v/c) \sqrt{\epsilon_2 - \epsilon_1 \cos^2 \theta}]}{[1 - (v/c) \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta}] (\epsilon_1 \cos \theta + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_2^2 \sin^2 \theta})} \right|^2 \quad (1)$$

Общепринятыми параметрами, характеризующими движение релятивистской заряженной частицы в физике высоких энергий, являются релятивистская скорость β и лоренц-фактор γ , выражающий отношение полной энергии частицы к ее массе.

$$\gamma = \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right), \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (2)$$

Ультрарелятивистские условия определяют переходное излучение в рентгеновской области, т.е. частоты излучения ω много выше плазменной частоты среды ω_p , тогда

$$\epsilon \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2, \quad \omega_p = 4\pi\alpha n_e / m_e \approx \sqrt{\rho \frac{Z}{A}} [eV]. \quad (3)$$

При высоких частотах ϵ близка к единице.

Далее, для ультрарелятивистского случая и соответственно малых углов излучения вперед можно принять

$$\beta \approx 1 - 1/(2\gamma^2), \quad \cos\theta \approx 1 - \theta^2/2, \quad (1 - \beta^2 \cos\theta) \approx 1/\gamma^2 + \theta^2. \quad (4)$$

Используя предыдущие выражения можно аппроксимировать:

$$1 - \beta(\epsilon - \sin^2 \theta)^{1/2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma^{-2}} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \theta^2} \right) \approx 1/\gamma^2. \quad (5)$$

Окончательно дифференциальная интенсивность переходного излучения для ультрарелятивистского случая и малых углов при рассмотрении общего случая границы раздела между двумя диэлектрическими средами может быть представлена как

$$\frac{dW_0}{d\omega d\Omega} = \frac{2\alpha}{\pi} \theta^3 \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_1^2/\omega^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_2^2/\omega^2} \right). \quad (6)$$

На первом этапе были вычислены дифференциальные спектры интенсивности рентгеновского переходного излучения, а также пространственное распределение в широком диапазоне лоренц-фактора, для различных веществ. На рис. 1 представлены дифференциальные спектры для различных значений лоренц-фактора $\gamma = 100 - 20000$ и на рис. 2 представлено пространственное распределение переходного излучения для $\gamma = 100 - 20000$ для границы раздела воздух полипропиленовая (CH_2)среда.

Обобщенными характеристиками переходного излучения в ультрарелятивистском случае являются следующие.

- Основной вклад в интеграл переходного излучения дают частоты, значительно превышающие оптические, т.е. область рентгеновского излучения. Полный поток энергии излучения переходного излучения (интегрированный по полному углу и частотам) пропорционален лоренц-фактору частицы, и полное число фотонов переходного излучения при пересечении одной границы раздела сред с разными диэлектрическими свойствами порядка постоянной структуры среды $\alpha = 1/137$.

- Частотное распределение интенсивности переходного излучения в области малых энергий является постоянным (не зависящим от частоты излучения).

- В области средних энергий $\gamma\omega_1 < \omega < \gamma\omega_2$ имеется логарифмическая зависимость интенсивности переходного излучения от частоты.

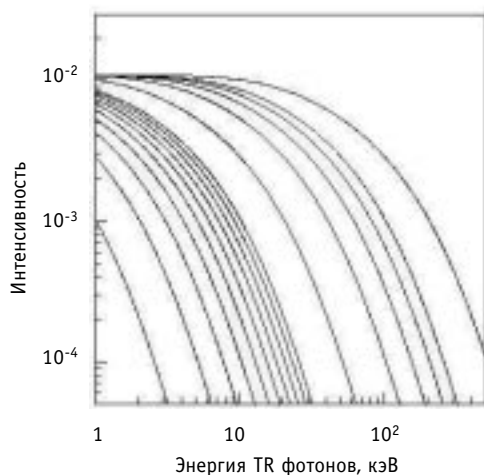


Рис. 1. Дифференциальные спектры для различных значений лоренц-фактора

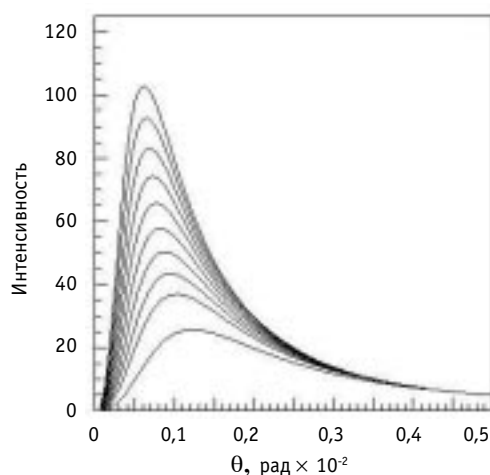


Рис. 2. Пространственное распределение переходного излучения

- В области высоких энергий фотонов (область выше 20-30 кэВ) спектр имеет существенное падение интенсивности рентгеновского излучения с увеличением частоты.

- Пространственное распределение переходного излучения в релятивистском случае имеет сильно выраженную зависимость от γ , максимум излучения соответствует углам $1/\gamma$ и практически исчезает при углах, близких к 90° .

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Практическая теория переходного излучения определяется целями, т.е. возможностью наблюдения и регистрации излучения для задач идентификации элементарных частиц в физике высоких энергий. При этом должны быть рассмотрены и учтены свойства самого переходного излучения, а также дополнительные условия, необходимые для регистрации и анализа.

Интенсивность переходного излучения, излучаемая с единичной границы, достаточно слабая - пропорциональна постоянной тонкой структуры вещества. Усиление выхода переходного излучения в практических целях возможно при использовании специальных структур диэлектрических сред с многими границами перехода. При этом полная интенсивность излучения является не просто суммой интенсивностей от отдельных границ, а присутствует явление интерференции, которое должно быть принято во внимание при рассмотрении.

Лучшим приближением в качестве таких структур служат так называемые периодические структуры - радиаторы переходного излучения, например, многослойные структуры из диэлектрических пластин, распределенных в пространстве с определенным шагом.

Теория и математическое моделирование переходного излучения для строго периодических структур развиты достаточно хорошо и являются основой для многих программных пакетов математического моделирования и анализа систем идентификации элементарных частиц в физике высоких энергий. В данном случае за основу были приняты выражения, полученные в [7].

Рассмотрим интенсивность переходного излучения релятивистской частицы, пересекающей периодическую структуру фольг, перпендикулярную к направлению движения частицы (рис.3) в точке наблюдения Р на достаточном расстоянии для излучения вперед.

Интенсивность излучения в этой точке должна быть суммой амплитуд излучения от $2n$ границ перехода. Для точного вычисления суммы амплитуд должны быть учтены фазовые соотношения, т.к. заряженная частица пересекает различные границы в разное время. Соответствующие амплитуды электромагнитного поля в волновой зоне можно представить следующим образом:

- для частицы, входящей в пластину,

$$E_{j1} = \frac{1}{R} A(\theta) e^{i\varphi}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A(\theta) &= e\beta\xi \sin\theta \cos\theta / \pi cR, \\ \xi &= 2(\epsilon_2 - \epsilon_1) / \left[(\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_1^2 / \omega^2) (\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_2^2 / \omega^2) \right], \\ \varphi &= \omega \left(\frac{R}{c} - t \right), \end{aligned}$$

R – расстояние до точки наблюдения;

- для частицы, выходящей из пластины,

$$E_{i2} = -E_{i1} = -\frac{1}{R} A(\theta_i) e^{i\varphi}. \quad (8)$$

Полное значение амплитуды поля в точке наблюдения можно получить из когерентного суммирования полей, излученных от каждой границы, используя то условие, что амплитуды поля для последующих границ раздела противоположны по знаку, и суммируя излучение с точно определенными фазами:

$$E_p = \sum_{i=1}^{2N} \frac{(-1)^i}{R_i} A(\theta_i) e^{i\varphi_i}. \quad (9)$$

Для удаленной точки наблюдения

$$R_i \approx R, \quad \theta_i \approx \theta \text{ для любых } i. \quad (10)$$

В этом случае уравнение (9) представляется в виде

$$E(R, \theta) = \frac{A(\theta)}{R} \sum_{i=1}^{2N} (-1)^i e^{i\varphi_i} = \frac{A(\theta)}{R} \left[e^{i\varphi} \sum_{i=0}^{N-1} e^{i(\varphi_{2i+1} - \varphi_1)} - e^{i\varphi_2} \sum e^{i(\varphi_{2i+1} - \varphi_2)} \right]. \quad (11)$$

Далее для последующих пластин разница фаз $\Delta\varphi = \varphi_{i+2} - \varphi_i$ между двумя последующими четными границами или двумя последующими нечетными границами является постоянной и не зависящей от i величиной

$$\varphi_{2i} - \varphi_2 = (i-1) \Delta\varphi; \quad (12)$$

при условии пространственного и временного разделения

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \left[(l_1 \sqrt{\epsilon_1} + l_2 \sqrt{\epsilon_2}) \cos \theta - \frac{l_1 + l_2}{\beta} \right]. \quad (13)$$

Используя уравнение (12) и подстановку в уравнение (11), получим

$$E(R, \theta) = \frac{1}{R} A(\theta) (e^{i\varphi_1} - e^{i\varphi_2}) \sum_{n=1}^{N-1} e^{in\Delta\varphi} \quad (14)$$

при условии

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{in\Delta\varphi} = \frac{e^{iN\Delta\varphi} - 1}{e^{i\Delta\varphi} - 1} = e^{i(N-1)\Delta\varphi/2} \frac{\sin(N\Delta\varphi/2)}{\sin(\Delta\varphi/2)}. \quad (15)$$

Далее из уравнения (14) получаем

$$E(R, \theta) = \frac{1}{R} A(\theta) e^{i(\varphi_1 + \varphi_2 + \pi)/2} e^{i(N-1)\Delta\varphi/2} 2 \sin\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \frac{\sin(N\Delta\varphi/2)}{\sin(\Delta\varphi/2)}. \quad (16)$$

Для получения дифференциальной интенсивности излучения в точке наблюдения P используем вектор Пойнтинга:

- выражение для тонкой пластины

$$\frac{dW_1}{d\theta d\omega} = \frac{d^2 W_0}{d\theta d\omega} 4 \sin^2\left(\frac{\varphi_1}{2}\right), \quad (17)$$

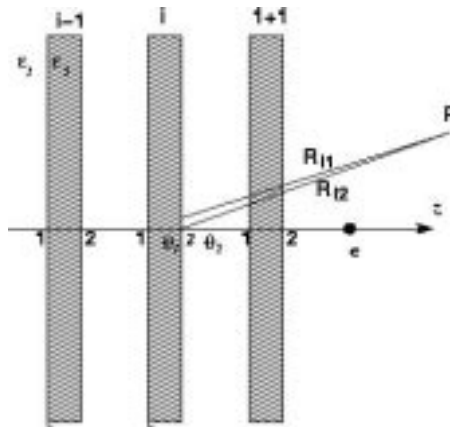


Рис. 3. Интенсивность переходного излучения релятивистской частицы

- для периодического радиатора (стопка пластин)

$$\frac{d^2 W_N}{d\theta d\omega} = \frac{d^2 W_1}{d\theta d\omega} \frac{\sin^2(N\Delta\varphi/2)}{\sin^2(\Delta\varphi/2)}. \quad (18)$$

Окончательное выражение для выхода переходного излучения для периодической структуры, состоящей из большого количества пластин, периодически расположенных в пространстве, имеет вид

$$\frac{dW_N}{d\omega} = 2\alpha\hbar eN(\omega_1^2 - \omega_2^2)^2 \frac{(l_1 + l_2)^2}{\omega^2} \times \sum_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \left\{ \sin^2 \left[\frac{l_2}{l_1 + l_2} \left(\frac{1}{4\omega c} (\omega_1^2 - \omega_2^2) - \pi\gamma \right) \right] \times \frac{2\pi c\gamma - \frac{(l_1 + l_2)\omega}{2\gamma^2} - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{2\omega}}{\left[\frac{l_1(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{2\omega} - 2\pi c\gamma \right]^2 \left[\frac{l_2(\omega_2^2 - \omega_1^2)}{2\omega} - 2\pi c\gamma \right]^2} \right\}. \quad (19)$$

Суммирование производится по всему ряду γ с пределами:

$$\gamma_{\min} = \frac{l_1 + l_2}{2\pi c} \left(\frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{l_1 + l_2} \right)^{1/2}, \quad \gamma_{\max} = \gamma\gamma_{\min}. \quad (20)$$

В выражениях для ω

$$\gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} - \left[\left(\frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{\gamma^2(l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\} \leq \omega \leq \gamma^2 \left\{ \frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} + \left[\left(\frac{2\pi c\gamma}{l_1 + l_2} \right)^2 - \frac{l_1\omega_1^2 + l_2\omega_2^2}{\gamma^2(l_1 + l_2)} \right]^{1/2} \right\}. \quad (21)$$

Алгоритм достаточно точен для регулярных периодических структур с фиксированными значениями толщины фольги и дистанции между фольгами. Спектры переходного излучения для периодической структуры и параметров, использованных ранее, приведены на рис.4.

Основные особенности переходного излучения в рентгеновской области в данном случае можно суммировать:

- рентгеновское излучение излучается с частотами, ограниченными частотой $\gamma\omega_1$, с частотным спектром, включающим интерференционные эффекты;
- для энергий частиц, близких к насыщению, большая часть излучения содержится в высокочастотном максимуме, с частотой $\omega_{\max} = l_1 \omega_1^2 / 2\pi c$;
- полная интенсивность переходного излучения увеличивается с энергией частицы:

$$\gamma_W = E_W / mc^2 = 0.6\omega_1(l_1 l_2)^{1/2} / c. \quad (22)$$

Насыщение наступает при значениях, превышающих γ_W . Ниже этой величины полная излучаемая энергия пропорциональна γ :

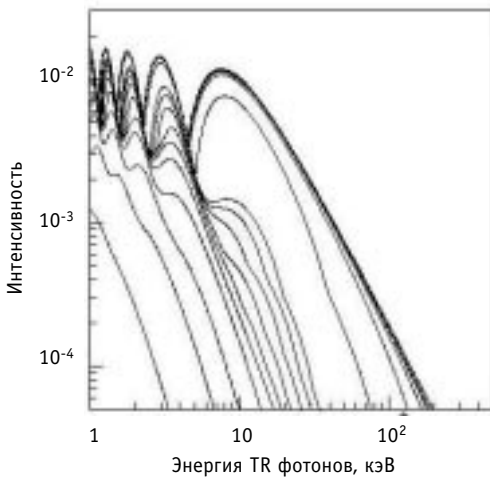


Рис.4. Спектры переходного излучения для периодической структуры

$$W_N \approx \frac{2e^2 \alpha \hbar}{3} \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma \frac{1 - e^{-N(\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2)}}{\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2}. \quad (23)$$

Рассмотренные ранее выражения описывают переходное излучение при условии отсутствия взаимодействия со средой при прохождении, что верно только на теоретическом уровне при рассмотрении возникновения переходного излучения. Однако поглощение в процессе распространения переходного излучения может быть довольно важным эффектом для мягких фотонов даже для тонких пластин. Из приведенных зависимостей для энергий рентгеновского излучения ниже 500 кэВ взаимодействие фотонов переходного излучения с веществом практически полностью определяется фотоэффектом [8].

Фотоэффект в случае переходного излучения можно рассматривать как взаимодействие между фотонами переходного излучения и атомом как целого. Взаимодействующий фотон поглощается с возбуждением атома и испусканием затем электрона оболочки. Фотоэлектрон испускается с углами, близкими к 90° по отношению к направлению первичного фотона для очень малых энергий испускаются неполяризованные фотоны. Угол испускания вторичного фотона, по отношению к направлению первичного фотона, уменьшается с увеличением энергии. Однако (в общем случае) направление излучения вторичных электронов быстро становится анизотропным из-за многократного рассеяния.

Из вышесказанного следует, что переходное излучение в области 1-2 кэВ будет сильно подавлено при прохождении через материал периодических структур. Данный факт сильно влияет на структуру детектора, метод обработки сигналов и в конце концов на мощность идентификации. Важно отметить, что фотоэлектрический эффект имеет ту же зависимость, что и функция $Z^{5/2}$ от атомного номера вещества, что определяет критерии выбора материалов для радиатора переходного излучения с возможно меньшим значением Z .

Эффект поглощения излучения в периодической структуре описывается довольно хорошо следующим представлением [9] (данный алгоритм был введен в математическую модель описания выхода переходного излучения для периодического радиатора).

Учет поглощения осуществляется введением дополнительного фактора в вычисление амплитуд переходного излучения. С этой целью введем фактор интерференционного суммирования амплитуд в виде

$$\frac{d^2 W_N}{d\theta d\omega} = \frac{d^2 W_1}{d\theta d\omega} \times I^n, \quad (24)$$

где

$$I^n = \left| \frac{1 - C^n}{1 - C} \right|^2, \quad C = \exp(i\Delta\varphi - 1/2\sigma_1 - 1/2\sigma_2) \quad (25)$$

и σ_1, σ_2 - коэффициенты поглощения для материалов пластины и промежутка.

Дополнительный фактор описывает ослабление в испускаемом излучении внутри фольги во время следования его к поверхности. Результат для асимптотического выхода переходного излучения соответственно модифицируется:

$$I^n = \exp\left(\frac{1-N}{2}\sigma\right) \frac{\sin^2(N\Delta\varphi/2) + \sinh^2(N\sigma/4)}{\sin^2(\Delta\varphi) + \sinh^2(\sigma/4)}, \quad \sigma = \sigma_1 + \sigma_2. \quad (26)$$

Расчет спектра переходного излучения, приведенный на выходе периодического радиатора из диэлектрических пластин и рассчитанный по данному алгоритму, пред-

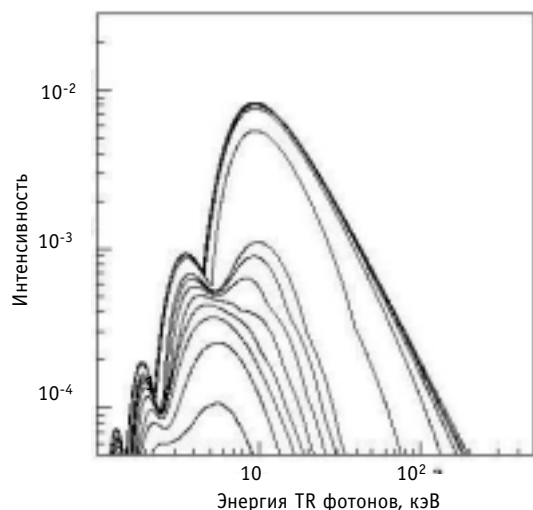


Рис.5. Спектр переходного излучения

ставлен на рис.5.

Первоначально данный алгоритм использовался для моделирования переходного излучения в экспериментальной физике высоких энергий, в частности для экспериментов ATLAS(CERN), HERA-B(DESY) [10,11].

В то же время развитие экспериментальных методов (в частности работы по созданию детекторов переходного излучения) обусловило предпосылки для экспериментальной проверки созданных программных алгоритмов моделирования переходного излучения.

На практике идеальный периодический радиатор невозможно реализовать в силу объективных причин. Луч-

шим приближением служат так называемые многослойные периодические структуры из диэлектрических фольг, распределенных в пространстве с определенным шагом. Однако фольги не являются самоподдерживающимся конструкционным материалом, и организация пространственной структуры требует значительных усилий.

В конце 90-х гг. наибольшее внимание привлекали исследования радиаторов переходного излучения на основе полипропиленовых пен [10]. Радиаторы из пен представлялись достаточно оптимальными для создания реальных детекторов переходного излучения в силу их регулярной структуры и хороших технологических свойств. С целью оценки свойств радиаторов переходного излучения были проведены экспериментальные исследования, в частности в CERN и DESY, которые также позволили провести тестирование математических моделей переходного излучения на основе регулярных периодических структур.

В качестве примера приведем результаты тестовых измерений, проведенных в рамках создания детектора переходного излучения для эксперимента ATLAS [10] на основе радиатора из полипропиленовой пены и сравнение с результатами математического моделирования. Для описания выхода переходного излучения использовалась модель периодического радиатора с эквивалентными средними значениями расстояний между границами раздела сред. Угловое распределение не принималось во внимание т.к. при заданной структуре детектора и пространственного разрешения регистрирующего детектора не представлялось возможным выделить фотоны переходного излучения, и регистрировался интегральный спектр переходного излучения на фоне ионизационных потерь энергии заряженной частицы.

Предварительные оценки показали значительное расхождение как в абсолютной интенсивности излучения, так и в форме спектра. Расхождение по амплитуде (или эффективность радиатора из полипропиленовой пены) составило величину 60% по сравнению с периодическим радиатором. С целью коррекции математической модели был введен эмпирический нормировочный коэффициент, учитывающий неэффективность выхода переходного излучения из за нарушения регулярности радиатора. Форма спектра не была скорректирована. Аналогичные результаты с радиаторами из пены были также получены при тестировании прототипа детектора переходного излучения эксперимента HERA-B [11].

Как показали экспериментальные исследования, математическая модель переход-

ного излучения на основе регулярного периодического радиатора не позволяла с приемлемой точностью описывать экспериментальные результаты в силу следующих причин.

Проблема определения эмпирического нормирующего коэффициента в математической модели, описывающей переходное излучение. Коэффициент выбран из условия нормировки на конкретные экспериментальные данные и не несет физического смысла, что подтверждается проведенными в то же время исследованиями радиатора переходного излучения на основе гомогенного распределенных в пространстве микроволокон.

Проблема неадекватного описания формы спектра, в особенности, в важной энергетической области 3-6 кэВ. Эта область имеет принципиальное значение для выбора порога регистрации кластеров переходного излучения и, как следствие, может привести к значительным погрешностям в определении эффективности идентификации.

Как было отмечено ранее, в модели не было учтено угловое распределение переходного излучения, что являлось важным аспектом проблематичности использования данной модели для исследования нового типа детекторов переходного излучения с использованием сильного магнитного поля для разделения трека заряженной частицы и фотонов переходного излучения [12].

РАДИАТОРЫ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРОСТРАНСТВЕННО РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СТРУКТУРОЙ НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛОКОН. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТОВ

Развитие новых технологий и материалов позволило в настоящее время получить новые эффективные радиаторы переходного излучения на основе полипропиленовых микроволокон, в частности слои пространственно распределенных микроволокон представляют собой довольно псевдопериодические структуры с постоянными средними величинами.

Очевидно, что пространственно распределенные структуры из микроволокон в сравнении с материалами, полученными по технологии пены, имеют более оптимальные параметры; так диаметр микроволокон может быть получен на уровне 10-30 микрон с хорошей точностью, расстояние между волокнами также может быть определено из плотности пространственной структуры радиатора и приведено к оптимальной величине 150-250 микрон. Соотношение в параметрах диэлектрической среды и газового промежутка, в частности диэлектрическая среда много тоньше газового промежутка, является оптимальным для генерации переходного излучения.

В 1994 г. в плане подготовки эксперимента HERA-B были проведены тестовые измерения по сравнению различных типов радиаторов включая радиатор на основе полипропиленовых микроволокон. Данные тестовых измерений приведены в [11], где показаны зависимости выхода переходного излучения для различных типов радиаторов как функции порога регистрации кластеров переходного излучения, а также монте-карло-расчеты по модели периодического радиатора с коэффициентом нормировки, равным 0.54. Кластеры переходного излучения определялись, как энергия, выделившаяся в пропорциональном детекторе выше данного порога, для режекции ионизационных потерь заряженной частицы.

Как видно из представленных результатов, имеется большое различие как в амплитуде, так и в форме спектра, регистрируемого пропорциональными детекторами тестовой установки. Превышение выхода переходного излучения составило более 15%, также установлено расхождение экспериментальных данных и математической модели в области энергий переходного излучения 4 - 5 кэВ.

Появление радиаторов переходного излучения на основе микроволокон а также их экспериментальные исследования поставили новые задачи в области математических моделей образования переходного излучения. На рисунке приведена микрофотография радиатора переходного излучения на основе полипропиленовых микроволокон, что ясно показывает неадекватность описания в виде регулярной периодической структуры.

Дальнейшее развитие метода Монте-Карло для переходного излучения охватывает псевдопериодические структуры со случайно распределенными параметрами толщины диэлектрической среды и дистанции между ними, что соответствует практическому случаю радиаторов из микроволокон. Вопросы учета углового распределения также должны быть приняты в рассмотрение.

Для радиатора переходного излучения из микроволокон была принята модель с различными параметрами неоднородности для микроволокон и дистанции между волокнами. В частности принималось, что параметр толщины волокон на порядок величины стабильнее, чем дистанция.

Распределение диаметра микроволокон и дистанции между микроволокнами, найденное из экспериментальных исследований, можно описать гамма-распределением:

$$f(l) = \frac{1}{\alpha! \beta^{\alpha+1}} l^{\alpha} e^{-l/\beta}, \quad \alpha \gg -1, \beta \gg 0. \quad (27)$$

Среднее значение и среднеквадратичное отклонение равны

$$l = (\alpha + 1)/\beta, \quad \Delta l = (\alpha + \beta)/\beta^2. \quad (28)$$

С учетом данных предположений в моделирование был введен алгоритм вычисления выхода переходного излучения для нерегулярных толщин и расстояний между слоями диэлектрических сред. Моделирование выполнено методом Монте-Карло с использованием основных соотношений амплитуд переходного излучения с учетом относительного положения границ раздела диэлектрических сред для корректного суммирования и воспроизводства интерференционных эффектов.

Основным эффектом, вносимым иррегулярностью границ раздела сред в радиаторе переходного излучения, является уменьшение абсолютной амплитуды излучения за счет деструкции эффекта интерференции, а также смещение основного пика переходного излучения в область меньших энергий.

Существенным вкладом в экспериментальные исследования переходного излучения, а также тестирования математической модели явились результаты тестов на пучках элементарных частиц в Европейском центре ядерных исследований CERN (Женева) в 2000 г. Основные элементы детектора переходного излучения используемого в эксперименте AMS, аналогичны элементам детектора переходного излучения эксперимента HERA-B: элементы - радиатор с внедренными цилиндрическими пропорциональными детекторами, организованные в многослойную систему с тонкой структурой.

С целью верификации математической модели переходного излучения для иррегулярных сред была создана математическая модель экспериментальной установки, воспроизводящая полностью сложную геометрию и соответствующие физические процессы с целью полного воспроизведения сигнала регистрируемого в эксперименте. Соответствующие физические процессы включали в себя моделирование процессов фотопоглощения фотонов переходного излучения в газовой смеси на основе ксенона (Xe), являющегося оптимальным для регистрации переходного излучения на фоне ионизационных потерь энергии заряженной частицы, а также моделирование процессов ионизационных потерь энергии зараженных частиц в цилиндрических пропорциональных камерах.

Экспериментальные данные получены в широкой области энергий 5 – 200 ГэВ/с для заряженных частиц: протоны, пионы, мюоны, электроны.

С целью идентификации переходного излучения от ионизационных потерь были проведены измерения сигналов пропорциональных детекторов для протонов на энергии 20 ГэВ, что соответствует условию практически отсутствия переходного излучения. На рис.6 представлены спектры энерговыведения для ионизационных потерь энергии в пропорциональных камерах тестового детектора для протонов с энергией 20 ГэВ (точки), а также моделированные спектры ионизационных потерь (сплошная линия).

На рис.7 и 8 представлены спектры энерговыведения в пропорциональных камерах тестового детектора для электронов с энергией 20 – 100 ГэВ, дающие значительный вклад от переходного излучения (соответственно точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями моделированные спектры).

На данных спектрах ясно виден вклад вклад переходного излучения, хорошо разрешаемый по отношению к спектру ионизационных потерь. Математическая модель позволила достаточно точно описать экспериментальные спектры, полученные в ходе тестирования. Согласие между моделированными спектрами и экспериментальными данными без дополнительной нормировки на ранее полученные экспериментальные данные не превышает 5-10% для всех приведенных энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье представлены основные результаты работы по созданию программного обеспечения математического моделирования переходного излучения для

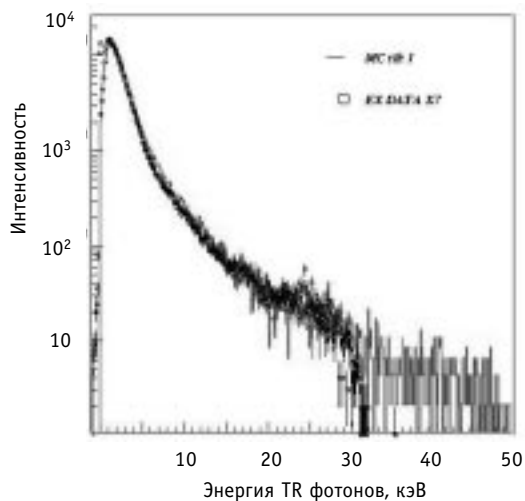


Рис.6. Спектры энерговыведения для ионизационных потерь энергии в пропорциональных камерах тестового детектора для протонов с энергией 20 ГэВ (точки), а также моделированные спектры ионизационных потерь (сплошная линия)

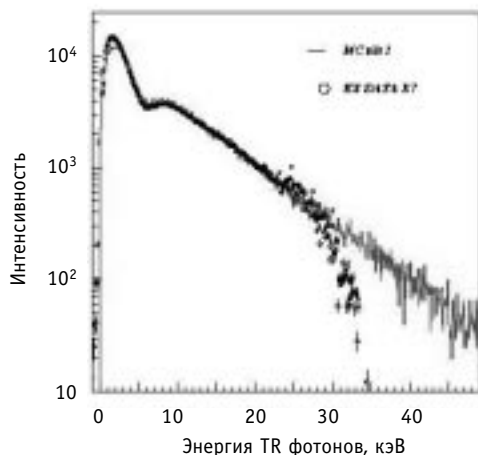


Рис. 7. Спектры энерговыведения

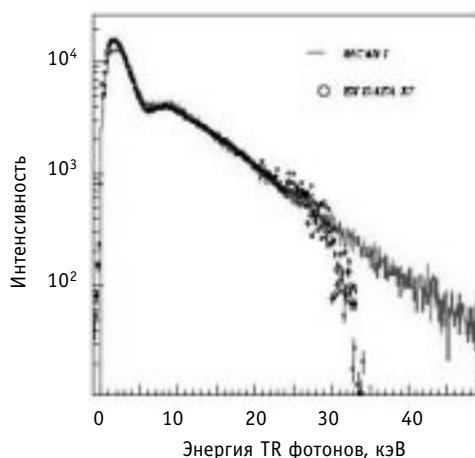


Рис. 8. Спектры энерговыведения

релятивистских условий в условиях сложной геометрии экспериментов в физике высоких энергий.

Рассмотрены общие вопросы и проблемы моделирования переходного излучения в приложении к задачам физики высоких энергий, создания условий и возможностей введения алгоритмов и программных пакетов в общепринятые пакеты математического моделирования экспериментов физики высоких энергий. Основное внимание уделено рассмотрению различных моделей переходного излучения в применении к конкретным практическим задачам с учетом особенностей реальных свойств сред и процессов, влияющих на процессы рождения и распространения переходного излучения.

Создан программный пакет, используемый в нескольких крупномасштабных экспериментах физики высоких энергий, таких как HERA-B (DESY), AMS(CERN, NASA).

Выполнено тестирование математических моделей переходного излучения - сравнение результатов математического моделирования с экспериментальными данными в комплексной геометрии тестовых экспериментальных установок, проверка математических моделей переходного излучения в различном приближении в широком диапазоне энергий частиц с использованием современной структуры детекторов переходного излучения для электронов, пионов, мюонов, протонов.

Согласие между моделированными спектрами и экспериментальными данными без дополнительной нормировки на ранее полученные экспериментальные данные не превышает 5-10% для всех приведенных энергий.

Литература

1. Тихонов А.Н., Самарский А.А. О принципе излучения //ЖЭТФ. - 1948. - Т.18. - Вып. 2.
2. Гинзбург В.Л., Франк И.М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую //ЖЭТФ. - 1946. - Т.16. - Вып. 1
3. Aplin S.J., Egorytchev V.Yu., Saveliev V.I. Particle identification via Transition Radiation and Detectors //Nucl. Instr. And Meth. - 2000. - A453. - P. 346-352.
4. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. - М.: Наука, 1975. - 471 с.
5. Галкин В.А. Теория функциональных решений законов сохранения: Тр. семинара им И.Г. Петровского. Т.20. - М.: изд. МГУ, 2000.
6. Гарибян Г.М. Переходное излучение в потерях энергии частицы //ЖЭТФ. - 1959. - Т. 37. - P. 527-533.
7. Cherry M.L., Hartmann G., Muller D., Prince T.A. Transition radiation from relativistic electrons in periodic radiator //Phys. Rev. - 1974. - V.10. - №11. - P. 3594-3607.
8. NIST XCOM – Photon Cross Section Database. 2000.
9. Artru X., Yodh G.B., Mennessier Practical theory of the multilayered transition radiation detector // Phys. Rev. - 1975. - V.12. – №5. - P.1289-1306.
10. ATLAS Inner Detector, Technical Design Report. CERN, 1997.
11. HERA-B An Experiment to Study CP Violation in the B-System Using an Internal Target at the HERA proton Ring. Technical Design Report. DESY, 1995.
12. Aplin S.J., Chamanina J., Dolgoshein B., Franklin C., Egorytchev V., Fourletov S., Kaoukher S., Saveliev V. Si pixel Transition Radiation Detector with separation of TR-photons and Particle Track by B-field. DESY, 2000. LC-DET-2000-038.

Поступила в редакцию 2.02.2002

nation of the absorbed dose in the thyroid. The thyroid dose coefficient calculations for the ^{131}I , ^{132}I and ^{133}I . The proposed models and methods are based on the data obtained during the analysis of the case histories of about 400 patients, which have passed the radioiodine therapy course.

УДК 519.7: 621.039.643

Automodelling solutions of two-temperature magnetohydrodynamics equations \ P.P. Volosevich, E.I. Levanov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 10 pages. – References, 20 titles.

The equations of two-temperature magnetohydrodynamics are essential in mathematical simulation of some actual problems of plasma physics. The analysis of automodelling solutions of two-temperature magnetohydrodynamics equations including electrons thermoconductivity, electron-ion relaxation and electroconductivity is given in the article.

УДК 519.7: 621.039.51

Mathematical simulation and numerical experiment for nuclear-physics researches \ V.I. Saveliev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 14 pages, 8 illustrations. – References, 12 titles.

Some aspects of creation of systems for mathematical simulation and analysis of large-scale nuclear-physics experiments are given in this work. The questions of systems solution of hardware choices, algorithms and structure of software are considered in details. There is also considered the specific example of experiment – HERA-B which permits to demonstrate the main tendencies of creation of system for mathematical simulation and analysis at the modern stage.

УДК 519.7: 539.1.03

Simulation of transition radiation for periodical and spatial distributed structures \ S.J. Aplin, V.I. Saveliev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 12 pages, 8 illustrations. – References, 12 titles.

The mathematical model for description of transition radiation appearing when charged particle crosses the border of two mediums with different dielectric properties is given in the article. This model can be applied for investigation of transition radiation from moving charged particles in periodical ultra dense mediums – intranuclear arias.