

**Теоретическое исследование возможности
построения квантового компьютера на
источниках ионизирующего излучения**

И.А.Юхновский

сентябрь 2020

Сопроводительное письмо ректору НГТУ им. Р.Е. Алексеева Дмитриеву С.М., директору Образовательно-научного института ядерной энергетики и технической физики им.академика Ф.М.Митенкова Хробостову А.Е.

Данная работа предлагает к рассмотрению теоретическую часть квантовых вычислений и физику процессов дифракционного рассеяния, а также экспериментальный план работ в качестве создания трех стендов - реализации простейших квантовых компьютеров на базе лабораторного оборудования Института ядерной энергетики и технической физики.

За образцы стендов были взяты работающие установки: первый стенд - Санкт-Петербургский Государственный Университет, второй стенд - Университет Женевы.

Данные исследования позволяют:

- проектировать квантовые компьютеры на альтернативных источниках излучения;
- проектировать алгоритмы для новых квантовых систем с учетом специфики квантовой платформы;
- пересмотреть требования к скорости выполнения операций, времени жизни системы, кубитности, частоте управления, вспомогательному оборудованию;
- изучить возможность использования квантового компьютера в непосредственной близости с ядерным реактором;
- изучить возможность построения персонального, мобильного квантового компьютера;

Аннотация

В работе рассмотрены: теоретические аспекты квантовых вычислений, реализация квантовых операторов на физических процессах, возможность создания квантовых компьютерах на различных видах излучения. А также сделаны выводы по перспективным направлениям дальнейших теоретических(фундаментальные частицы на ускорителях) и инженерных (построение прототипов квантовых компьютеров) исследований. Был дан положительный ответ на вопрос о возможности использования различного излучения в квантовом компьютере. Разработаны эскизы исследовательских стендов вычисляющих алгоитм Дойча. Для визуализации теоретических исследований и дальнейшей верификации экспериментальных данных были разработаны компьютерные оптические модели на языке программирования Python.

Ключевые слова

Квантовый компьютер, квантовые вычисления, ядерная физика, оптика, нейтронная оптика, квантовая интерференция, ядерные реакторы и энергетические установки

Оглавление

1 Введение	8
2 Теоретические основы квантовых вычислений	9
2.1 Введение	9
2.2 Формула Шеннона	9
2.3 Двигатель Сциларда	9
2.4 Характеристики вычислительных систем	9
2.5 Вычислимость и алгоритм	10
2.6 qbit	10
2.7 Измерение кубита	12
2.7.1 Выбор ортонормированного базиса	12
2.7.2 Проведение измерения	13
2.7.3 Изменение состояния системы	13
2.7.4 Базис Адамара	13
2.8 Система кубитов	14
2.8.1 Два кубита	14
2.8.2 N кубитов	15
2.9 Измерение системы кубитов	16
2.10 Эволюция квантовой системы	16
2.10.1 Оператор Адамара	17
2.10.2 Гейт X	17
2.10.3 Гейт CNOT	17
2.11 Схема квантового алгоритма	18
2.11.1 Применение оператора Адамара сразу к двум кубитам	18
2.11.2 Адамар на младшем кубите	18
2.11.3 Адамар на старшем кубите	19
2.11.4 Оператор CNOT в 3q системах	19
2.11.5 Оператор Адамара в Nq системах	20
2.12 Задача Дойча	20
2.12.1 Вариант $f(x) = 0$	21
2.12.2 Вариант $f(x) = 1$	22
2.12.3 Вариант $f(x) = x$	22
2.12.4 Вариант $f(x) = \bar{x}$	23
2.12.5 Алгоритм Дойча	24

3 Физическая реализация квантового оператора	25
3.1 Обзор	25
3.2 Процесс рассеивания	27
3.3 Заключение	28
4 Физические основы квантовых вычислений	29
4.1 Квантовые интерференционные картины	29
4.1.1 Аналог дифракции Фраунгофера	31
4.1.2 Аналог дифракции Фраунгофера от одной длинной и узкой щели	31
4.1.3 Аналог дифракции Фраунгофера от круглого отверстия	32
4.1.4 Аналог дифракции Френеля от края полуплоскости	32
4.1.5 Картина радуги	34
4.1.6 Аналог принципа Бабине	35
4.1.7 Модификации квантовых интерференционных картин	35
4.1.8 Фраунгоферовская дифракция на размытой границе	35
4.1.9 Френелевская дифракция на размытой границе	36
4.1.10 Картина радуги при сильном поглощении	38
4.1.11 Дифракционное рассеяние нейтронов	39
4.1.12 Динамическая дифракция нейтронов в кристаллах без центра симметрии	39
4.1.13 Нейтронная голограмма	40
4.1.14 Отражение поляризованных нуклонов	44
4.1.15 Дифракция заряженных лучей	45
4.1.16 Поляризация нуклонов при дифракционном рассеянии	45
4.1.17 Заключение	45
4.2 Возможность визуальной видео-регистрации	45
5 Частные вопросы эскизного проектирования стендов	47
5.1 Стенд №1	47
5.1.1 Принципиальная схема	47
5.1.2 Принцип действия	49
5.2 Стенд №2	50
5.2.1 Принципиальная схема	50
5.2.2 Принцип действия	54
5.2.3 Требования к источникам	55
5.2.4 Источники α -излучения	56
5.2.5 Источники нейтронов	57
5.2.6 Источники γ -излучения	57
5.2.7 Источники β -излучения	58
5.2.8 Датчики	58
5.2.9 Усилитель сигнала	62
5.2.10 Эскиз	64

5.3	Стенд №3	65
5.3.1	α -излучение Лаймана	65
5.3.2	Эскиз	69
5.4	Экономический расчет	71
5.4.1	Поставщик АО «В/О «Изотоп»	71
5.4.2	Поставщик ООО «ЗАПАДПРИБОР»	71
5.4.3	Поставщик Analog Devices	71
5.4.4	Поставщик MCUstore.ru	71
5.4.5	Поставщик metallsnab-nn.ru	72
5.4.6	Поставщик vseinstrumenti.ru	72
5.4.7	Итоги рассмотрения	72
6	Варианты использования	73
6.1	Нейтронное излучение	73
6.2	Альфа излучение	73
6.3	Излучение заряженных частиц	74
6.4	Гамма излучение	74
6.5	Адронные частицы	74
7	Компьютерное моделирование	79
7.1	Введение	79
7.2	Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 1	80
7.2.1	Модель	80
7.2.2	Картина	80
7.2.3	Исходный код	80
7.3	Дифракция Френеля - плоская волна, круглое отверстие, вар. 2	81
7.3.1	Модель	81
7.3.2	Картина	81
7.3.3	Исходный код	82
7.4	Дифракция Френеля - сферическая волна, круглое отверстие	82
7.4.1	Модель	82
7.4.2	Картина	82
7.4.3	Исходный код	82
7.5	Внутреннее отражение и преломление	83
7.5.1	Модель	83
7.5.2	Картина	83
7.5.3	Исходный код	84
7.6	Эксперимент Юнга	84
7.6.1	Модель	84
7.6.2	Картина	85
7.6.3	Исходный код	85
7.7	Моды Эрмита-Гаусса	85
7.7.1	Модель	85
7.7.2	Картина	86
7.7.3	Исходный код	86

7.8	Моды Лагерра-Гаусса	87
7.8.1	Картина	87
7.8.2	Исходный код	87
7.9	Множественные прорези	87
7.9.1	Модель	87
7.9.2	Картина	88
7.9.3	Исходный код	88
7.10	Множественные отверстия	88
7.10.1	Модель	88
7.10.2	Картина	89
7.10.3	Исходный код	89
7.11	Датчик Шака Хартмана	89
7.11.1	Модель	89
7.11.2	Картина	90
7.11.3	Исходный код	91
7.12	Две непараллельные прорези, вер.1	91
7.12.1	Модель	91
7.12.2	Картина	91
7.12.3	Исходный код	91
7.13	Две непараллельные прорези, вер.2	92
7.13.1	Модель	92
7.13.2	Картина	92
7.13.3	Исходный код	92
7.14	Интерферометр Маха-Зендера	93
7.14.1	Картина	93
7.14.2	Исходный код	93
7.15	Заключение	93
8	Подведение итогов	94
8.1	Результаты исследования	94
8.2	Выводы	95

Глава 1

Введение

Задача исследования применения частиц ядерного реактора в квантовых вычислениях разбивается на ряд подзадач, а следовательно и стендов, в зависимости от квантовой частицы:

Стенд №1 - фотоны - лабораторный оптический стенд с простейшим квантовым компьютером.;

Стенд №2 (α, β) - лабораторный стенд опыта Резерфорда (измерение дифференциального сечения рассеяния частиц на атомах металлов), для исследования применимости частиц в квантовом компьютере и исследования минимальных энергий при которых возможно использование интерференционных картин в операторах квантовых вычислений. Изменение траектории частиц в электромагнитном поле влечет увеличение габаритов и энергопотребления установки, что в дальнейшем негативно скажется на конструкции квантового компьютера, поэтому будем использовать только рассеяние, при необходимости изменения траектории частиц. Однако, в процессе исследований необходимо будет установить вклад радиационного сияния в эффективность квантового компьютера, и, если данный эффект привнесет качественные улучшения, то использование электромагнитного поля будет пересмотрено, для разгона α частиц до необходимых значений.

Стенд №3 (Лаймоновское излучение, n, γ) - интеграция двух предыдущих стендов. В кристаллографии кристаллы исследуют либо высокоэнергетическими фотонами, либо холодными нейтронами. Так на длине волны де Броиля $\lambda = 10^{-8}$ (размер атомной решетки в кристалле) $E_n = 0.07\text{эВ}$ и $E_\gamma = 12\text{МэВ}$. существует некоторая аналогия между распространением в среде фотонов и нейtronов [6]

Глава 2

Теоретические основы квантовых вычислений

2.1 Введение

Рассмотрим теорию квантовых вычислений и алгоритм Дойча.

2.2 Формула Шеннона

$$n = \forall = 1, \dots, n, P_i : \\ \sum P_i = 1, P_i \leq 0$$

Информационная емкость $I = - \sum_{i=1}^n P_i \log_b P_i$, при $b = 2$ - емкость системы в битах.

2.3 Двигатель Сциларда

Модель двигателя Сциларда демонстрирует, что обратимые преобразования не требуют затраты энергии. Все преобразования в квантовых вычислениях обратимы, а значит, квантовые вычисления можно проводить без затрат энергии.

2.4 Характеристики вычислительных систем

Вычисление - это всегда физический процесс, характеризуемый параметрами:

Емкость - количество состояний по Шеннону

Скорость - скорость переключения между состояниями

Универсальность - неограниченность некоторой предметной областью

На текущий момент вычисления на р-п переходе имеют квантовые ограничения, поэтому дальнейшее улучшение характеристик вычислительной техники лежит в области квантовой физики.

2.5 Вычислимость и алгоритм

Цель вычислений - определение значений некоторой функции. Алгоритм - это детерминированная машина Тьюринга.

Тезис Чёрча-Тьюринга - репертуар любого вычислительного устройства входит в репертуар универсальной машины Тьюринга.

Мощность всех машин Тьюринга:

мощность счетного множества так как может быть сформирована как строка конечной длины

мощность множества функций мощность континуума

Множество вычислимых функций стремится к 0.

Примеры невычислимых функций, востребованных в ИТ:

анализатор зависания $A(x, y) = \begin{cases} 0, & x(y) \text{ зависит} \\ 1, & \text{если нет} \end{cases}$

генератор случайных чисел не входит в машину Тьюринга, т.к.
она детерминирована

Квантовые процессы сложно моделировать на компьютере, в то время как мы не можем ими пренебрегать. Из этого противоречия родилась идея использовать сам квантовый процесс в качестве компьютера.

2.6 qbit

Quantum bit - "кубит".

Наглядно можно изобразить кубит в виде сферы Блоха [15]:

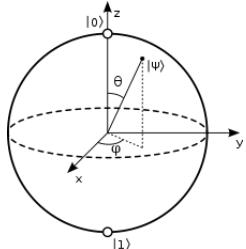
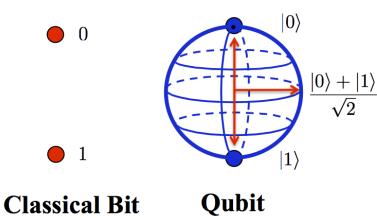


Рис.1 – Кубит на сфере Блоха [14]:



Зис.2 – Кубит

Кубит - вектор единичной длины в двухмерном Гильбертовом пространстве над комплексными числами:

H над \mathbb{C}

$$\dim(H) = 2$$

$|\varphi\rangle \in H$, где вектор записан в нотации Дирака

$$\text{норма } \|\varphi\| = 1$$

H - это пространство со скалярным произведением $|x\rangle, |y\rangle$, где:

$$|x\rangle = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}, |y\rangle = \begin{pmatrix} y_1 \\ \vdots \\ y_n \end{pmatrix}, x, y \in \mathbb{C}$$

$$\text{Скалярное произведение } \langle x|y\rangle = \sum x_i y_i^*$$

Пример:

$$|x\rangle = \begin{pmatrix} 1+i \\ e^{\pi i} \\ 0 \\ 1-i \end{pmatrix}, |y\rangle = \begin{pmatrix} 1+i \\ e^{2\pi i} \\ 0 \\ 1-i \end{pmatrix}$$

$$\langle x|y\rangle = (1+i)(1+i) + e^{\pi i}e^{2\pi i} + 0 + (1-i)^2 = 2i + e^{3\pi i} - 2i = -1$$

Комплексное сопряжение:

$$a+bi \leftrightarrow a-bi$$

$$|y\rangle^* = \begin{pmatrix} 1-i \\ e^{-2\pi i} \\ 0 \\ 1+i \end{pmatrix}$$

$$\text{Косинус угла между двух векторов будет: } \cos(x, y) = \frac{|\langle x|y\rangle|}{\|x\|\cdot\|y\|}$$

$$\text{Угол между векторами: } \angle x, y = \arccos \frac{\langle x|y\rangle}{\|x\|\cdot\|y\|}$$

$$\text{Ортогональные вектора: } |x\rangle|y\rangle \rightarrow |\langle x|y\rangle| = 0$$

$$\text{Сонаправленные вектора: } |x\rangle|y\rangle \rightarrow |\langle x|y\rangle| = 1$$

$$\text{Если вектора единичные, то: } \cos\alpha = \langle x|y\rangle$$

Пример:

$|x\rangle$ и $e^{i\varphi}|x\rangle$ - сонаправлены, но не совпадают как в Евклидовом пространстве

2.7 Измерение кубита

Кубит может принимать любое из бесконечного множества значений. Сужение количества состояний системы называется: в классической теории - оцифровка, в квантовой - измерение.

2.7.1 Выбор ортонормированного базиса

Пусть базис выбирается наблюдателем:

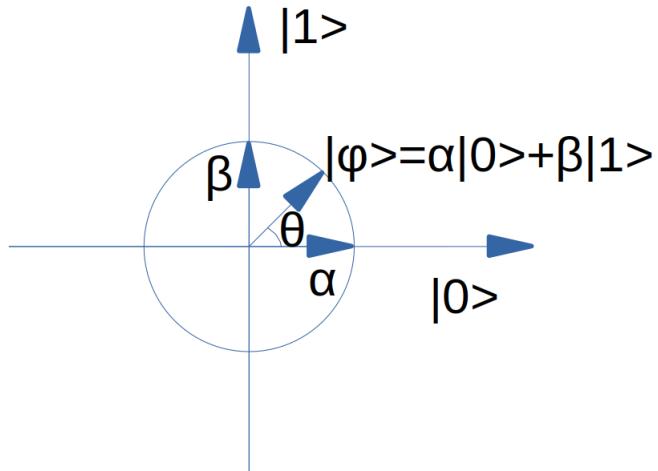


Рис.3 – Базис

$$|\varphi\rangle = |\alpha 0\rangle + |\beta 1\rangle \\ \alpha, \beta \in \mathbb{C} \\ |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

При измерении вектора $|\varphi\rangle$ в базисе $|0\rangle |1\rangle$ получаем:

$$P(|0\rangle) = |\alpha|^2 \text{ - вероятность вектора } |0\rangle$$

$$P(|1\rangle) = |\beta|^2 \text{ - вероятность вектора } |1\rangle$$

$$\alpha = \langle \varphi | 0 \rangle$$

$$\beta = \langle \varphi | 1 \rangle$$

$$\alpha = \cos\theta$$

$$\beta = \sin\theta$$

Определяем базис:

$$|x\rangle |y\rangle : \langle x|y\rangle = 0, \|x\| = \|y\| = 1$$

2.7.2 Проведение измерения

Вероятность получения вектора $|x\rangle$: $P(|x\rangle) = |\langle x|\varphi\rangle|^2$, где φ - вектор измеряемой системы, соответственно, вероятность получения вектора $|y\rangle$ будет:

$$P(|y\rangle) = |\langle y|\varphi\rangle|^2.$$

2.7.3 Изменение состояния системы

Система при измерении переходит в то состояние, которое мы получили в результате измерения. Из континуума всех возможных состояний мы получаем всего 2 значения, аналогично классическому биту: $\varphi \Rightarrow |x\rangle, |y\rangle$

квантовая информация – измерение –> классическая информация

Коэффициенты α и β из измерения узнать нельзя, а копировать нельзя по теореме о запрете клонирования.

2.7.4 Базис Адамара

Проблема:

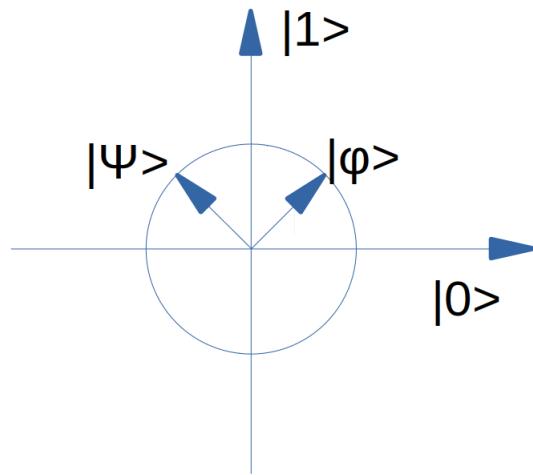


Рис.4 - Проблема склеивания двух векторов

В базисе $|0\rangle |1\rangle$ такой кубит измерять бесполезно, поскольку:

$$P(|0\rangle |\varphi) = |\langle \varphi|0\rangle|^2 = \frac{1}{2} = P(|0\rangle |\psi\rangle)$$

$$P(|1\rangle |\varphi) = |\langle \varphi|1\rangle|^2 = \frac{1}{2} = P(|1\rangle |\psi\rangle)$$

Решение проблемы в выборе нового базиса $|+>, |->$

$$|+> = \frac{1}{\sqrt{2}}|0> + \frac{1}{\sqrt{2}}|1>$$

$$|-> = \frac{1}{\sqrt{2}}|0> - \frac{1}{\sqrt{2}}|1>$$

$$P(1+>|\varphi) = |\langle \varphi |+>|^2$$

Такой базис называется базисом Адамара.

2.8 Система кубитов

2.8.1 Два кубита

Систему из двух кубитов можно представить как:

- 2 поляризованных фотона (γ)

- 2 атома водорода (p^+)

- 2 α -частицы

- 2 e^- с разными спинами

В стандартном базисе:

qubit1	qubit2
$ 0>$	$ 0>$
$ 0>$	$ 1>$
$ 1>$	$ 0>$
$ 1>$	$ 1>$

Поскольку возможных результатов измерений у нас 4, то и количество базисных векторов 4 (четырех мерное пространство)

qubit1	qubit2	вектор
$ 0>$	$ 0>$	$ 00>$
$ 0>$	$ 1>$	$ 01>$
$ 1>$	$ 0>$	$ 10>$
$ 1>$	$ 1>$	$ 11>$

До измерения:

$$|0>: \alpha|0> \beta|1>$$

что соответствует:

$$|0>: \alpha|00> + \beta|01>$$

Вероятность измерения векторов будет:

$$P(|00>) = |\alpha|^2$$

$$P(|01>) = |\beta|^2$$

$$P(|10>) = P(|11>) = 0$$

Полностью смешанное состояние:

qubit1	qubit2	вектор
$\alpha 0> + \beta 1>$	$\gamma 0> + \delta 1>$	$ \alpha\gamma 0> + \alpha\delta 01> + \beta\gamma 10> + \beta\delta 11>$

Любой вектор в пространстве H^{2^n} представляет собой какое-то реально возможное состояние из n кубитов

Пример:

Рассмотрим вектора $|0> = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $|1> = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

Для двух и более кубитов используется тензорное (кронекерово) произведение:

$$\begin{aligned} |00> &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ 0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |01> &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ 0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |10> &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ 1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ |11> &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\ 1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

2.8.2 N кубитов

Система из 3q описывается векторами в $2^3 = 8$ ми мерном пространстве.
Размерность системы из $10q = 2^{10} = 1024$

2.9 Измерение системы кубитов

Не любое состояние вида:

$$\alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|10\rangle + \delta|11\rangle$$

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 = 0$$

раскладывается на тензорное произведение отдельных кубитов.

Запишем тензорное произведение двух кубитов находящихся в состоянии суперпозиции:

$$(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle)(\gamma|0\rangle + \delta|1\rangle) = \alpha\gamma|00\rangle + \alpha\delta|01\rangle + \beta\gamma|10\rangle + \beta\delta|11\rangle$$

данное произведение описывает состояние какой-то реально существующей системы, например:

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$ - одно из состояний Бэлла, для которого нельзя сделать разложение. Получается для каждой отдельной частицы, составляющих это состояние нет своего персонального состояния. Эти частицы запутаны.

Пусть мы измерили в общем случае первый кубит и получили в качестве результата $|0\rangle$, то второй кубит у нас остается и равен $(\gamma|0\rangle + \delta|1\rangle)$, т.е. при измерении первого кубита, второй кубит остается целым и результат его измерения по прежнему не определен.

Для состояния Бэлла, если мы измерили первый кубит и получили $|0\rangle$ то второй кубит вынужден быть $|0\rangle$, т.е. $|0\rangle |0\rangle = |00\rangle$. Получается, что измерение первого кубита однозначно определяет второй кубит, при том, что до измерения первого кубита, второй кубит не находился в этом конкретном состоянии.

2.10 Эволюция квантовой системы

Поскольку изменение состояния и есть вычисление, то и "программа" для квантового компьютера представляет собой последовательное применение в векторе $|\dots\rangle$ различных U-унитарных операторов $UU^* = U^*U = I$, такого, что его сопряженный оператор совпадает с обратным.

2.10.1 Оператор Адамара

Из стандартного базиса оператор Адамара создает базис Адамара:

$$H|0> = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = |+>$$
$$H|1> = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = |->$$

2.10.2 Гейт X

Квантовый аналог классического NOT

$$X = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$X^* = X$$

$$XX = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \cdot 0 + 1 \cdot 1 & 0 \cdot 1 + 1 \cdot 0 \\ 1 \cdot 0 + 0 \cdot 1 & 1 \cdot 1 + 0 \cdot 0 \end{pmatrix} =$$
$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = I$$

2.10.3 Гейт CNOT

На схемах гейт изображается следующим образом:

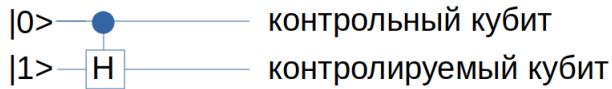


Рис.5 - Оператор CNOT

Имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

"сматрят" на первый бит, если 1, то применяет NOT ко второму биту:

$$CNOT|00> = |00>$$

$$CNOT|01> = |01>$$

$$CNOT|10> = |11>$$

$$CNOT|11\rangle = |10\rangle$$

2.11 Схема квантового алгоритма

2.11.1 Применение оператора Адамара сразу к двум кубитам

Рассмотрим схему:

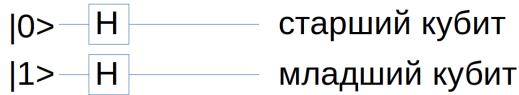


Рис.6 – Применение оператора Адамара сразу к двум кубитам

запишем в виде:

$$H_2 = H \otimes H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} H & H \\ H & -H \end{pmatrix} =$$

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \end{pmatrix}$$

Двухкубитный оператор Адамара - это тензорное произведение однокубитовых:

$$A|x\rangle \otimes B|y\rangle = (A \otimes B)|xy\rangle$$

2.11.2 Адамар на младшем кубите

Рассмотрим схему Адамара на младшем кубите:

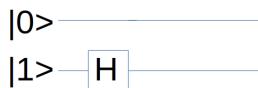


Рис.7 – Адамар на младшем кубите

Поскольку с первым кубитом ничего не происходит, то это равносильно применению к нему тождественного оператора:

$$I \otimes H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H & 0 \\ 0 & H \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \end{pmatrix}$$

2.11.3 Адамар на старшем кубите

Разберем вариант Адамара на старшем кубите:

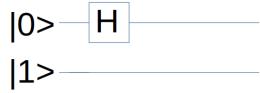


Рис.8 – Адамара на старшем кубите

запишем:

$$H \otimes I = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

2.11.4 Оператор CNOT в 3q системах

Примеры CNOT в 3q системах:

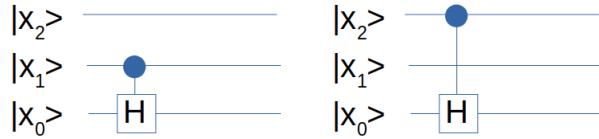


Рис.9 – Примеры CNOT в 3q системах

CNOT запутывающий оператор и с помощью его получают запутанные состояния.

В общем виде действие оператора можно представить:

$$A_{ek} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1k} & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2k} & a_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nk} & a_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \dots \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1k} \\ a_{2k} \\ \dots \\ a_{nk} \end{pmatrix}$$

Распишем варианты оператора с контрольным x_2 кубитом:

$$|000\rangle \rightarrow |000\rangle$$

$$|001\rangle \rightarrow |001\rangle$$

$$|010\rangle \rightarrow |010\rangle$$

$$|011\rangle \rightarrow |011\rangle$$

$|100\rangle \rightarrow |100\rangle$

$|101\rangle \rightarrow |100\rangle$

$|110\rangle \rightarrow |111\rangle$

$|111\rangle \rightarrow |110\rangle$

Матричная форма оператора:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

2.11.5 Оператор Адамара в Nq системах

Оператор Адамара в Nq системах описывается выражением:

$$H_n|x\rangle = \frac{1}{2^{n/2}} \sum_{y=0}^{2^n - 1} (-1)^{x \bullet y} |y\rangle, \text{ где:}$$

$$x \bullet y = x_0 y_0 \oplus x_1 y_1 \oplus \dots x_{n-1} y_{n-1}$$

2.12 Задача Дойча

Имеем черный ящик с функцией f , которая может быть:

$$f(x) = 0$$

$$f(x) = 1$$

$$f(x) = x$$

$f(x) = \bar{x}$, где x принимает значения $\{0,1\}$ и результат, возвращаемый из функции есть $\{0,1\}$

В классике, нужно вызвать функцию $f(x)$ два раза, чтобы ответить на вопрос является ли функция константой. Но на квантовом компьютере достаточно одного вызова.

Квантовый компьютер, реализующий данный алгоритм мы и будем реализовывать на стендах.

Разберем теоретическое решение задачи.

Так как эволюция квантовой системы унитарна, то вместо $f(x)$ в черном ящике должен быть реализован унитарный оператор U_f , который в отличии от $f(x)$ должен быть обратим:

$$U_f|x>|y>=|x>|y+f(x)>, \text{ где}$$

U_f - работает с двумя кубитами, а $f(x)$ с одним битом.

В векторе $|x>$ будем хранить первообраз $f(x)$ для обратимости и этот кубит не должен затрагиваться действием оператора, тогда:

$$U_f|0>|0>\rightarrow|0>|f(0)>$$

$$U_f|1>|0>\rightarrow|1>|f(1)>$$

При этом нельзя допустить "склеивания" векторов:

$$U_f|0>|1>\rightarrow|0>|1\oplus f(0)>\neq|0>|f(0)>=U_f|0>|0>$$

$$U_f|1>|1>\rightarrow|1>|1\oplus f(1)>\neq|1>|f(1)>=U_f|1>|0>$$

Проверим как U_f действует на $|x>(|0>-|1>)$:

$$\begin{aligned} U_f \frac{1}{\sqrt{2}}|x>(|0>-|1>) &= \frac{1}{\sqrt{2}}|x>(|0\oplus f(x)>-|1\oplus f(x)>) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(-1)^{f(x)}|x>(|0>-|1>)\end{aligned}$$

из чего видно, что если $f(x) = 1$ то x домножается на -1

$$U_f|x>|y>=|x>|y+f(x)>$$

2.12.1 Вариант $f(x) = 0$

При варианте $f(x) = 0$ действие оператора U_f будет:

$$U_f|x>|y>=|x>|y>$$

, следовательно $U_f = I$

Таким образом с кубитами ничего не происходит:

|x> _____
|y> _____

Рис.10 – С кубитами ничего не происходит

2.12.2 Вариант $f(x) = 1$

Рассмотрим вариант $f(x) = 1$:

$$U_f |x> |y> = |x> |y \oplus 1>$$

Возможные состояния векторов будут:

$$|00> \rightarrow |01>$$

$$|01> \rightarrow |00>$$

$$|10> \rightarrow |11>$$

$$|11> \rightarrow |10>$$

следовательно:

$$U_f = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = I \otimes X$$

, что соответствует следующей схеме:

|x> _____
|y> 

Рис.11 – схема при $f(x)=1$

2.12.3 Вариант $f(x) = x$

Оператор U_f будет в этом случае работать следующим образом:

$$U_f |x> |y> = |x> |y \oplus x>$$

, тогда вектора будут изменяться:

$$|00> \rightarrow |00>$$

$|01\rangle \rightarrow |01\rangle$

$|10\rangle \rightarrow |11\rangle$

$|11\rangle \rightarrow |10\rangle$

, что соответствует поведению CNOT:

$$U_f = CNOT = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

и так будет выглядеть на схеме:

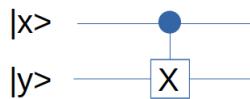


Рис.12 – схема при $f(x)=x$

2.12.4 Вариант $f(x) = \bar{x}$

Варианты изменения векторов будут:

$|00\rangle \rightarrow |01\rangle$

$|01\rangle \rightarrow |00\rangle$

$|10\rangle \rightarrow |10\rangle$

$|11\rangle \rightarrow |11\rangle$

, тогда:

$$U_f = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

и будет представлен на схеме как:

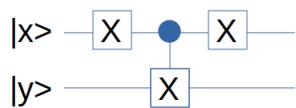


Рис.13 – схема при $f(x)=\bar{x}$

2.12.5 Алгоритм Дойча

На схеме алгоритм Дойча изображается:

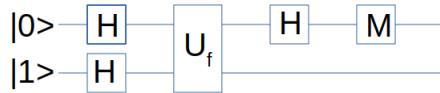


Рис.14 – алгоритм Дойча

, где М - измерение

На вход подаем состояние $|0\rangle$ $|1\rangle$ и применяем к нему оператор Адамара:

$$\frac{1}{2}(|0\rangle + |1\rangle)(|0\rangle - |1\rangle) = \frac{1}{2}|0\rangle(|0\rangle - |1\rangle) + \frac{1}{2}|1\rangle(|0\rangle - |1\rangle)$$

затем применяем оператор U_f :

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2}(-1)^{f(0)}|0\rangle(|0\rangle - |1\rangle) + \frac{1}{2}(-1)^{f(1)}|1\rangle(|0\rangle - |1\rangle) = \\ &\frac{1}{2}((-1)^{f(0)}|0\rangle + (-1)^{f(1)}|1\rangle)(|0\rangle - |1\rangle) \end{aligned}$$

Затем, перед повторным применением оператора Адамара, разберем случаи:

$$\begin{aligned} f(x) = const &: \pm\frac{1}{2}(|0\rangle + |1\rangle) = \pm H(|0\rangle) = |0\rangle \\ f(0) \neq f(1) &: \pm\frac{1}{2}(|0\rangle + |1\rangle) = \pm H(|1\rangle) = |1\rangle \end{aligned}$$

Таким образом видно, что за один "проход" подавай на вход $|0\rangle$ $|1\rangle$ и получая на выходе $|0\rangle$ мы узнаем, что $f(x) = const$, и если результат равен $|1\rangle$, то функция сбалансирована.

Глава 3

Физическая реализация квантового оператора

3.1 Обзор

Квантовые операторы хорошо представлены в сводной таблице [14]:

Gate	Transformation on Bloch sphere (defined for single qubit)
X	π -rotation around the X axis, $Z \rightarrow -Z$. Also referred to as a bit-flip.
Z	π -rotation around the Z axis, $X \rightarrow -X$. Also referred to as a phase-flip.
H	maps $X \rightarrow Z$, and $Z \rightarrow X$. This gate is required to make superpositions.
S	maps $X \rightarrow Y$. This gate extends H to make complex superpositions. ($\pi/2$ rotation around Z axis).
S^\dagger	inverse of S. maps $X \rightarrow -Y$. ($-\pi/2$ rotation around Z axis).
T	$\pi/4$ rotation around Z axis.
T^\dagger	$-\pi/4$ rotation around Z axis.

Рис.15 – Квантовые операторы

На текущий момент не принципиально, что делает конкретный оператор, главное определить принцип его работы, а он с математической точки зрения - изменение радиус вектора на комплексной сфере, а с физической - процесс, при котором изменяется вектор в пространстве-времени, который мы выбрали в качестве вектора суперпозиции кубита.

Оператор кроме описанной выше векторной нотации мы можем представить диаграммой Феймана, как и весь процесс вычисления целиком.

Для идентификации элементарной частицы необходимо знать [16]:

I - изотопический спин;

J - собственный момент количества движения - спин;

P - пространственную четность;

C - зарядовую четность;

G - G-четность;

Также для описания явления используется:

R 4-вектор пространство-время

M масса

Q заряд электрический

E энергия

J спин

S орбитальный момент

μ магнитный момент

B барионное число

L лептонное число

C аромат

Учитываются четыре типа взаимодействий:

- электромагнитное

- слабое,

- сильное

- гравитационное

Диаграммы Фейнмана, отображают характер взаимодействия и соблюдают законы сохранений (энергии, импульса, заряда, барионного числа, лептонного числа, аромата(за исключением заряженных слабых взаимодействий)), что важно для квантовых вычислений.

Квантовые операторы могут быть записаны некоторой последовательностью диаграмм Фейнмана, либо одной диаграммой, на которой действие оператора будет характеризоваться виртуальной частицей (бозонов).

Свойства фундаментальных бозонов [16]:

Название	Заряд	Спин	Взаимодействие
Гравитон	0	2	Гравитационное
Фотон	0	1	Электромагнитное
Заряженные векторные бозоны, W^\pm	± 1	1	Слабое
Нейтральный векторный бозон, Z^0	0	1	Слабое
Глюоны, g_1, \dots, g_8	0	0	Сильное
Хиггсы, H^0, H^\pm	0	0	

Пример диаграммы Фейнмана:

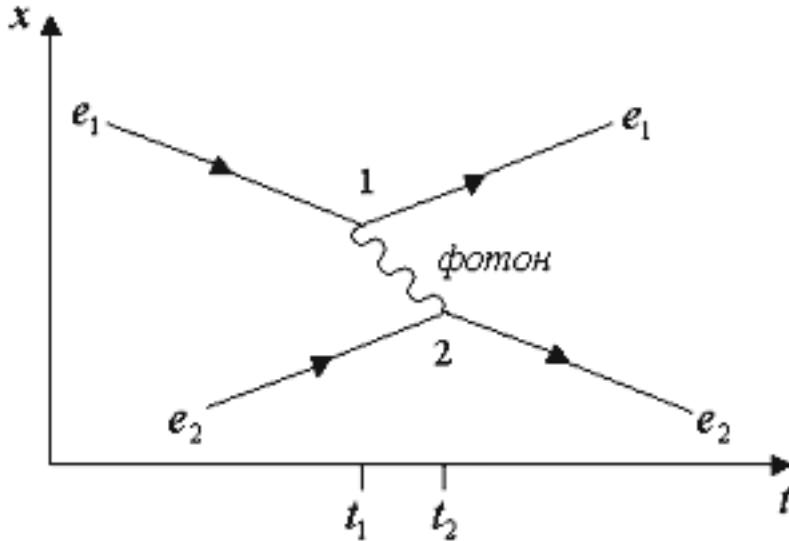


Рис.16 – Диаграмма Фейнмана

Из наиболее вероятных процессов в нашем рассмотрении - будут процессы рассеивания.

3.2 Процесс рассеивания

Процесс рассеивания характеризуется сечением рассеивания:

$$\frac{-dI}{I} = \sigma n,$$

где n - поверхностная плотность рассеивателей,

I - интенсивность потока частиц.

Измерив изменение интенсивности, мы можем рассчитать сечение, и наоборот, зная сечение, мы можем предсказать изменение интенсивности. Этот факт будет являться основой для получения результатов

рассчета из квантового компьютера на классический.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{abs}$$

Полное поперечное сечение состоит из сечения упругого рассеяния, неупругого рассеяния и поглощения.

Коэффициент пропорциональности между скоростью счета и поперечным сечением называется светимостью - L.

3.3 Заключение

Квантовые операторы возможно представить в виде диаграмм Фейнмана. Основное рассматриваемое событие - рассеивание. Рассеивание характеризуется сечением. Сечение можно определить по изменению интенсивности, свечению.

Таким образом было построено полное соответствие между двумя дисциплинами - квантовыми вычислениями и ядерной физикой.

Следующей задачей будет найти физические аналоги квантовым алгоритмам и физические(квантовые) события - квантовым операторам.

Глава 4

Физические основы квантовых вычислений

4.1 Квантовые интерференционные картины

Любое измерение квантовой величины можно рассматривать как процесс выделения некоторого количества собственных значений a_i из спектра данной физической величины A . При выделении полосы конечной ширины $c = \Delta a$ из непрерывного во всей бесконечной области спектра собственных значений оператора A наблюдается определенная интерференционная картина в распределении интенсивности в спектре собственных значений оператора B сопряженной наблюдаемой величины, коммутатор которого с оператором A определяется выражением:

$$[A, B] = i\hbar$$

Например, координата и импульс $[x, p_x]$, когда выделение области Δx обуславливает возникновение дифракционной картины шириной $\Delta p_x \gtrsim \frac{\hbar}{\Delta x}$ для сопряженной величины импульса. Квантовая дифракция не ограничена этим простейшим случаем. Она наблюдается для любой пары величин A и B и соотношение неопределенностей для их дисперсий будет:

$$\langle (\Delta A)^2 \rangle \langle (\Delta B)^2 \rangle \gtrsim \frac{1}{4} \hbar^2$$

В квантовой механике дифракционные явления наблюдаются для любых пар сопряженных физических величин, если область C содержит достаточно большое число собственных значений a_i . Это относится к операторам, имеющим дискретный спектр, который можно считать квазинепрерывным в том смысле, что амплитуды и фазы волновых функций сильно размыты по области C - это случай больших квантовых чисел, т.е. он соответствует квази классическому пределу, например, коммутационное соотношение угла и орбитального момента:

$$[\varphi, l_z] = i\hbar$$

а соотношение неопределенностей, равное:

$$\langle (\Delta\varphi)^2 \rangle < (\Delta l_z)^2 \rangle \gtrsim \frac{1}{4}\hbar^2$$

не строго точно, так как спектр оператора l_z дискретный и ограниченный, но для больших собственных значений $l_i \gg \hbar$ спектр оператора l_z можно рассматривать как квазинепрерывный (квазиклассический случай), т.е. обычная форма соотношения неопределенностей является хорошим приближением. Такая ситуация имеет место в области высоких энергий для многих процессов взаимодействия, когда рассеиватель сильно поглощает бомбардирующие частицы, а его характерный размер велик по сравнению с длиной волны налетающей частицы.

Еще один пример - интерференционная картина дифракции в представлении прицельного параметра, также рассматриваемая в области высоких энергий. В этом случае сопряженной переменной для прицельного параметра будет переданный импульс. Разновидностью представления прицельного параметра является приближение эйконала.

Если квантовое измерение определяется проекционным оператором:

$$T = \int_C |a' \rangle da' \langle a'|$$

то изменение вектора состояния $|\psi\rangle$ в a -представлении в результате измерения T равно:

$$\langle a|\psi\rangle_C = \langle a|T|\psi\rangle = \int_C da' \langle a|a'\rangle \langle a'|\psi\rangle$$

Произведенное измерение T изменяет также волновую функцию в b -представлении:

$$\langle b|\psi\rangle_C = \langle b|T|\psi\rangle = \int_C da' \langle b|a'\rangle \langle a'|\psi\rangle$$

Интерференционная картина в b -пространстве определяется интенсивностью:

$$I_C(b) = |\langle b|\psi\rangle_C|^2.$$

Собственная функция $\langle b|a\rangle$ будет:

$$\langle b|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{-\frac{iab}{\hbar}}$$

Выделяем в волновой функции $\langle a|\psi\rangle$ амплитуду $\eta(a)$ и фазу $\Omega(a)$:

$$\langle a|\psi \rangle = \eta(a) e^{\frac{i\Omega(a)}{\hbar}}$$

получаем выражение для волновой функции $\langle b|\psi \rangle_C$:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_C da \eta(a) e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a)-ab)}$$

По аналогии с основным предположением классической оптики теории дифракции следует полагать, что фаза $\Omega(a)$ медленно меняется в области $C = \Delta a$, а значит ее можно разложить в ряд окрестности точки a_0 , находящейся в области C :

$$\Omega(a) = \Omega(a_0) + (a - a_0)\Omega'(a_0) + \frac{1}{2}(a - a_0)^2\Omega''(a_0) + \frac{1}{6}(a - a_0)^3\Omega'''(a_0) + \dots$$

Если в данном разложении основную роль играет:

$(a - a_0)\Omega'(a_0)$ - будет наблюдаться дифракционная картина, аналогичная дифракции Фраунгофера (или дифракция плоских световых волн, или дифракция в параллельных лучах)) в оптике

$\frac{1}{2}(a - a_0)^2\Omega''(a_0)$ - аналог оптической дифракции Френеля

$|\Omega''(a_0)| \ll |\Omega'(a_0)|$ и $|\Omega''(a_0)| \ll |\Omega'''(a_0)|$ - если кубический член того же порядка, что и линейный, то возникает картина радужного рассеяния, являющаяся интерференционной картиной, а не дифракционной.

4.1.1 Аналог дифракции Фраунгофера

Рассмотрим первый случай:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_0) - a_0 b_0)} \int_C da \eta_C(a) e^{-\frac{i}{\hbar}(b - b_0)a}, \text{ где:}$$

$$b_0 = \Omega'(a_0)$$

$\eta_C(a)$ - амплитуда волновой функции $\langle a|\psi \rangle_C$

Видим, что это соответствует преобразованию Фурье от амплитуды $\eta_C(a)$ с точностью до фазового множителя

4.1.2 Аналог дифракции Фраунгофера от одной длинной и узкой щели

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от одной длинной и узкой щели шириной 2δ , середина которой определяется величиной a_0 при этом амплитуда $\eta_C(a)$ предполагается постоянной в области щели $C = 2\delta$:

$$\eta_C(a) = \begin{cases} \eta_0 & , -\delta \leq a \leq \delta \\ 0 & , a < -\delta, a > \delta \end{cases}$$

, тогда:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{2\eta_0\delta}{\sqrt{2\pi}\hbar} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_0)-a_0b_0)} \frac{\sin\pi\xi}{\pi\xi}, \text{ где}$$

$$\xi = \frac{(b-b_0)\delta}{\pi\hbar}$$

$$I_C(b) = I_C(b_0) \left(\frac{\sin\pi\xi}{\pi\xi} \right)^2, I_C(b_0) = \frac{2|\eta_0|^2\delta^2}{\pi\hbar} \text{ - интенсивности.}$$

4.1.3 Аналог дифракции Фраунгофера от круглого отверстия

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера от круглого отверстия радиуса R . при этом волновая функция будет двумерной $\langle a_1 a_2 | \psi \rangle_C$, и предполагается, что она постоянна в области отверстия:

$$\langle a_1 a_2 | \psi \rangle_C = \begin{cases} \eta_0 e^{i\Omega_0} & , -\rho \leq R, \\ 0 & , \rho > R, \end{cases} \text{ где } \rho = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}.$$

Переходим к полярным координатам:

$$a_1 = \rho \cos\varphi,$$

$$a_2 = \rho \sin\varphi,$$

$$b_1 = b \cos\chi,$$

$$a_2 = b \sin\chi$$

$$\langle b_1 b_2 | \psi \rangle_C = \frac{\eta_0 e^{i\Omega_0}}{2\pi i\hbar} \int_0^R d\rho \rho \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-\frac{i}{\hbar} \rho b \cos(\varphi - \chi)} = \frac{R^2 \eta_0 e^{i\Omega_0}}{\hbar} \frac{J_1(Rb/\hbar)}{Rb/\hbar}$$

Получаем для интенсивности картину Эйри для дифракции Фраунгофера от круглого отверстия:

$$I_C(b) = I_C(0) \left(\frac{2J_1(Rb/\hbar)}{Rb/\hbar} \right)^2, I_C(0) = \frac{|\eta_0|^2 R^4}{4\hbar^2}$$

4.1.4 Аналог дифракции Френеля от края полуплоскости

Пусть $a_0 \leq a < \infty$, тогда основной вклад в формулу разложения дает окрестность точки стационарной фазы $a_s \in C$, определяемой из условия:

$$\omega'(a_s) = b.$$

Если точка a_s существует, то разложение фазы вблизи этой точки с точностью до членов второго порядка по a (предполагается, что

$\Omega''(a_s) \neq 0$) имеет вид:

$$\Omega(a) = \Omega(a_s) + (a - a_s)b + \frac{1}{2}(a - a_s)^2\Omega''(a_s)$$

тогда:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{\eta(a_s)}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_s) - a_s b)} \int_{-\infty}^{a_0} da e^{\frac{i\Omega''(a_s)}{2\hbar}(a - a_s)^2}$$

затем делаем замену переменной:

$$a = a_s - e^{\frac{i\pi}{4}} \sqrt{\frac{2\hbar}{\Omega''(a_s)}} t$$

и получаем:

$$\langle b|\psi \rangle = \frac{\eta(a_s)}{2\sqrt{\Omega''(a_s)}} e^{i\tau} \operatorname{erfc}(e^{-\frac{i\pi}{4}} \sqrt{\frac{\Omega''(a_s)}{2\hbar}} (a_s - a_0)), \text{ где:}$$

$$\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi} \int_z^\infty dt e^{-t^2}}$$

$$\tau = (\frac{i}{\hbar})(\Omega(a_s) - a_s b) + \frac{i\pi}{4}$$

используем соотношения:

$$\Omega'(a_s) \approx \Omega'(a_0) + (a_s - a_0)\Omega''(a_0)$$

$$\Omega'(a_s) = b$$

$$\Omega'(a_0) = b_0$$

получаем:

$$a_s = a_0 + \frac{b - b_0}{\Omega''(a_0)}$$

и так как:

$$\Omega''(a_s) \approx \Omega''(a_0)$$

находим:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{\eta(a_s)e^{i\tau}}{2\sqrt{\Omega''(a_s)}} \operatorname{erfc}(e^{-\frac{i\pi}{4}} u), \text{ где}$$

$$u = \frac{(b - b_0)}{\sqrt{2\hbar\Omega''(a_0)}}$$

после чего получаем выражения для интенсивности в случае дифракции Френеля от полуплоскости:

$$I_C(b) = I_C(b_0) \frac{1}{4} |erfc(e^{-\frac{i\pi}{4}} u)|^2 ,$$

$$I_C(b_0) = \frac{|\eta(a_s)|^2}{\Omega''(a_s)}$$

Интенсивность $I_C(b)$ также можно выразить через интегралы Френеля:

$$I_C(b) = \frac{1}{2} I_C(b_0) ((\frac{1}{2} - C(\omega))^2 + (\frac{1}{2} - S(\omega))^2) , \text{ где}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi u}}$$

интегралы Френеля:

$$C\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi} \int_0^\omega dt \cos t^2}$$

$$S\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi} \int_0^\omega dt \sin t^2}$$

4.1.5 Картинна радуги

Если существует точка радуги $a_r \in C$, определяемая из уравнения $\Omega''(a_r) = 0$, то фазу можно разложить в ряд вблизи этой точки:

$\Omega(a) = \Omega(a_r) + (a - a_r)b_r + \frac{1}{6}(a - a_r)^3\Omega'''(a_r)$, где $b_r = \Omega'(a_r)$, и предполагается, что линейный и кубический члены разложения сравнимы по величине.

Для такого случая:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \frac{\eta(a_r)}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_r)-a_r b)} \int_{-\infty}^{+\infty} da e^{\frac{i}{\hbar}((a-a_r)(b_r-b)+\frac{1}{6}(a-a_r)^3\Omega'''(a_r))}$$

Используя определение функции Эйри

$$Ai(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(zt+\frac{1}{3}t^3)} dt$$

находим:

$$\langle b|\psi \rangle_C = \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar}} \left(\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right)^{1/3} \eta(a_r) e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_r)-a_r b)Ai(z)} ,$$

$$\text{где } z = \frac{(b_r-b)}{\left(\frac{\Omega'''(a_r)}{2\hbar}\right)^{1/3}}$$

$$I_C(b) = I_C(b_r)(Ai(z))^2$$

$$I_C(b_r) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)}\right)^{\frac{2}{3}} |\eta(a_r)|^2$$

Еще раз отметим, что картина радуги является интерференционной, имеющей аналогию - прохождения света через прозрачную каплю жидкости с однократным внутренним отражением. К сожалению мы не сможем получить данную картину на нашем стенде из-за недостаточности энергии, но это возможно будет достичь на промышленной опытной установке.

4.1.6 Аналог принципа Бабине

Для любого измерения T можно ввести дополнительное измерение T' , которое выделяет такую область значений спектра C' , что область $C+C'$ содержит весь спектр собственных значений оператора A . Связь оператора T' с оператором T определяется выражением $T' = 1 - T$ соответственно:

$$\langle b|\psi \rangle_C + \langle b|\psi \rangle_{C'} = \langle b|\psi \rangle$$

это равенство представляет собой форму принципа Бабине, которая является следствием полноты набора векторов состояний $|a\rangle$:

$$T + T' = \int_C |a\rangle da \langle a| + \int_{C'} |a\rangle da \langle a| = \int_{C+C'} |a\rangle da \langle a| = 1$$

4.1.7 Модификации квантовых интерференционных картин

Рассмотренные выше примеры интерференционных картин соответствовали дифракции на объектах с резкими границами (щель, отверстие, полуплоскость в оптической аналогии) и картине радуги в отсутствие сильного поглощения.

В нашем случае, при невысоких энергиях, дифракционные области будут иметь размытые границы, а картина радуги модифицируется сильным поглощением. Реальные квантовые картины будут отличаться от выведенных выше идеальных случаев. Рассмотрим эти модификации в общем виде.

4.1.8 Фраунгоферовская дифракция на размытой границе

Пусть амплитуда волновой функции для дифракции на объекте с размытой границей $\eta_{\tilde{C}}(a)$ связана с амплитудой на объекте с резкой границей $\eta_C(a)$ с помощью свертки:

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_C(a') \Phi_d(a - a') da' = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_C(a - \alpha) \Phi_d(\alpha) d\alpha$$

Размышающая функция $\Phi_d(\alpha)$ характеризуется шириной d и удовлетворяет условиям:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_d(\alpha) d\alpha = 1, \lim_{d \rightarrow 0} \Phi_d(\alpha) = \delta(\alpha), \text{ тогда:}$$

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \langle b|\psi \rangle_C F(\zeta d),$$

где:

$$\zeta = \frac{(b-b_0)}{\hbar},$$

а фактор $F(zd)$ определяется формулой:

$$F(zd) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi'_d(t) e^{izt} dt$$

Интенсивность будет:

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_C(b) |F(\zeta d)|^2$$

, где величина $I_C(b)$ определяется дифракцией на объекте с резкой границей.

Величина $|F(\zeta d)|^2$ плавно убывает с ростом b от максимальной величины $|F(0)|^2 = 1$ при $b = b_0$, обуславливая затухание фраунгоферовских осцилляций, которые тем сильнее, чем больше ширина d размышающей функции.

Этот эффект подавления вторичных дифракционных максимумов - обобщение аподизации. Аподизацию в оптике используют для улучшения разрешающей способности оптической системы, например, закрытие у телескопа центра линзы.

4.1.9 Френелевская дифракция на размытой границе

Пусть:

$$\eta_C(a) = \begin{cases} 1 & , a \geq 0, \\ 0 & , a < 0. \end{cases}$$

тогда:

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_C(a-a') \Phi_d(a') da' = \int_{-\infty}^a \Phi_d(a') da'.$$

Поскольку $(a-a') \frac{d\eta_C}{da} = \delta(a-a')$, то справедливы соотношения:

$$\Phi_d(a) = \frac{d\eta_{\tilde{C}}(a)}{da}, F(zd) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{izt} \frac{d\eta_{\tilde{C}}(t)}{dt} dt$$

Тогда:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_{\tilde{C}}(a_0 - a) e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a) - ab)} da ,$$

где a_0 определяет положение края полуплоскости.

Представим функцию $\eta_{\tilde{C}}(a)$ в виде:

$$\eta_{\tilde{C}}(a) = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{ia_0b'}{\hbar}}}{b'+i0} F\left(\frac{b'd}{\hbar}\right) \langle b - b'|\psi \rangle db'$$

и подставляя $F(zd)$ получим:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\frac{ia_0b'}{\hbar}}}{b'+i0} F\left(\frac{b'd}{\hbar}\right) db' ,$$

где:

$$\langle b - b'|\psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a) - a(b - b'))} da$$

Этот интеграл можно оценить методом стационарной фазы:

$$\langle \beta|\psi \rangle = \frac{e^{\frac{i\pi}{4}}}{\sqrt{\Omega''(a_\beta)}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_\beta) - a_\beta\beta)} ,$$

где величина a_β зависит от $\beta = b - b'$, делаем замену:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \frac{i}{2\pi} e^{\frac{i\pi}{4} - \frac{ia_0b}{\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\beta}{\sqrt{\Omega''(a_\beta)}} \cdot \frac{F(b - \beta) \frac{d}{\hbar}}{b - \beta + i0} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_\beta) - a_0)\beta}$$

Осцилирующая часть подинтегрального выражения имеет точку стационарной фазы, определяемую из уравнения:

$$\frac{da_\beta}{d\beta} (\Omega(a_\beta) - \beta) + a_0 - a_\beta = 0, \text{ из чего получаем:}$$

$$\begin{aligned} a_{\beta_S} &= a_0 \\ \beta_S &= \Omega'(a_0) = b_0 . \end{aligned}$$

Отсюда следует, что основной вклад в интеграл дают окрестность точки стационарной фазы $\beta_S = b_0$ и окрестность полюса $\beta_p = b$. В области $b > b_0$ основной вклад в интеграл дает точка стационарной фазы. В этом случае медленно меняющуюся функцию F можно вынести за знак интеграла в точке $\beta_S = b_0$ в результате чего получим:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = F(\zeta d) \langle b|\psi \rangle_C$$

Чтобы оценить интеграл в области $b < b_0$, воспользуемся равенством:

$$\frac{1}{b-\beta+i0} = -2\pi i \delta(b-\beta) + \frac{1}{b-\beta-i0}.$$

В этом случае находим: $\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \langle b|\psi \rangle - F(\zeta d)(\langle b|\psi \rangle - \langle b|\psi \rangle_C)$.

окончательно можно записать:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \begin{cases} \langle b|\psi \rangle (1 - F(\zeta d)) + \langle b|\psi \rangle_C F(\zeta d) & , b \leq b_0, \\ \langle b|\psi \rangle_C F(\zeta d) & , b > b_0. \end{cases}$$

Результатом запишем затухание осциляций и сжатие френелевской картины, полученной ранее для полуплоскости с резкой границей:

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_{\tilde{C}}(b_0) \begin{cases} |1 - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(-e^{-\frac{i\pi}{4}} u) F(\zeta d)|^2 & , u \leq 0, \\ \frac{1}{2} \operatorname{erfc}(-e^{-\frac{i\pi}{4}} u) F(\zeta d)|^2 & , u > 0. \end{cases},$$

где:

$$\operatorname{erfc}(z) + \operatorname{erfc}(-z) = 2$$

$$I_{\tilde{C}}(b_0) = \frac{4}{\Omega'''(a_\beta)}$$

4.1.10 Картина радуги при сильном поглощении

Предположим, что все волны с $a \leq a_0$ поглощаются на мишени, тогда:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta_C(a-a_0) e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a)-ab)} da$$

Воспользовавшись разложением фазы находим:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_r)-a_rb)} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{i}{\hbar}((a-a_r)(b_r-b)+\frac{1}{6}(a-a_r)^3\Omega'''(a_r))} da$$

Окончательно можно записать:

$$\langle b|\psi \rangle_{\tilde{C}} = \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar}} \left(\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)} \right)^{\frac{1}{3}} e^{\frac{i}{\hbar}(\Omega(a_r)-a_rb)} Ai(z, k),$$

где:

$$k = \left(\frac{\Omega'''(a_r)}{2\hbar} \right)^{\frac{1}{3}} (a_0 - a_r)$$

и неполная функция Эйри:

$$Ai(z, k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(zt+\frac{1}{3}t^3)} dt.$$

Получаем интенсивности:

$$I_{\tilde{C}}(b) = I_{\tilde{C}}(b_r) (Ai(z, k))^2,$$

$$I_{\tilde{C}}(b_r) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{2\hbar}{\Omega'''(a_r)} \right)^{\frac{2}{3}},$$

Картина радуги в присутствии сильного поглощения характеризуется следующими особенностями:

$b < b_r$ - в этой области у интенсивности есть осциляции, которые быстро затухают

$b > b_r$ - экспоненциальное убывание интенсивности становится более быстрым в следствии поглощения.

4.1.11 Дифракционное рассеяние нейтронов

Введем величину S , учитывающую размытие ядерной поверхности

$$S(b) = \omega(b) + \epsilon(1 - \omega(b)) + i\gamma d \frac{d\omega(b)}{db}$$

Для амплитуды и дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами можно получить выражения:

$$f(\Theta) = iR \frac{\pi kd\Theta}{sh\pi kd\Theta} \left(\frac{J_1(kR\Theta)}{\Theta} - i\gamma kd J_0(kR\Theta) \right)$$

$$\frac{d\sigma_e(Theta)}{d\Omega} = R^2 \left(\frac{\pi kd\Theta}{sh\pi kd\Theta} \right)^2 \left(\frac{J_1^2(kR\Theta^2)}{\Theta} - i\gamma^2 k^2 d^2 J_0^2(kR\Theta) \right)$$

Амплитуду рассеяния также можно записать в форме:

$$f(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \omega(b) e^{iqb}, \text{ где } \omega(b) = 1 - S(b)$$

Профильная функция $\omega(b)$ играет важную роль в дифракционной теории рассеяния. Она определяет свойства ядра как поглащающей среды по отношению к рассеиваемым волнам и аналогична функции зрачка в оптике, а влияние полупрозрачности и размытия ядерной поверхности на дифференциальное сечение упругого рассеяния подобно аподизации (изменению функции зрачка) в оптике.

4.1.12 Динамическая дифракция нейтронов в кристаллах без центра симметрии

В 2002г. были проведено исследование эффекта оптического вращения спина нейтрона в нецентросимметричном кристалле (кварца). Данный эффект обусловлен швингеровским взаимодействием магнитного момента движущегося нейтрона с электрическим полем нецентросимметричного кристалла. Величина эффекта для в толстого ($\sim 3,5$ см) кристалла кварца составляет $\pm(1 - 2) \cdot 10^{-4}$ рад/см в широком диапазоне длин волн налетающего нейтрона, что соответствует электрическому полю действующему на нейtron $\pm(0.5 - 1) \cdot 10^5$ В/см.

Был обнаружен эффект задержки нейтрона в кристалле при дифракции по Лауз при углах Брэгга близких к 90^0 . Показано, что для плоскости (110) кристалла кварца, при угле дифракции равном $\sim 88.5^0$ время пребывания нейтрона в кристалле составляет ~ 1.75 мс, что соответствует эффективной скорости распространения нейтрона в кристалле равной ~ 20 м/с, в то время как скорость налетающего нейтрона – 810 м/с, т.е на время дифракции в кристалле нейтрон становится практически “ультрахолодным”. [7]

Этот эффект имеет ценность для квантового компьютера, в “доступных” энергиях нейтрона и материалов кристалла - кварца. Так высоких требований к качеству кристалла возможно наблюдение динамической дифракции для нейтронов с энергией ~ 1 эВ .

Но самое главное, видится в эффекте пребывания нейтрона в кристалле - это реализация на этом эффекте кратковременной памяти.

4.1.13 Нейтронная голограмия

Успешное развитие нейтронной голограмии [8], [9], [10] дает перспективу создания оптических структур с желаемыми оптическими картинами на холодных нейтронах.

Математическая модель голографического опыта [8] :

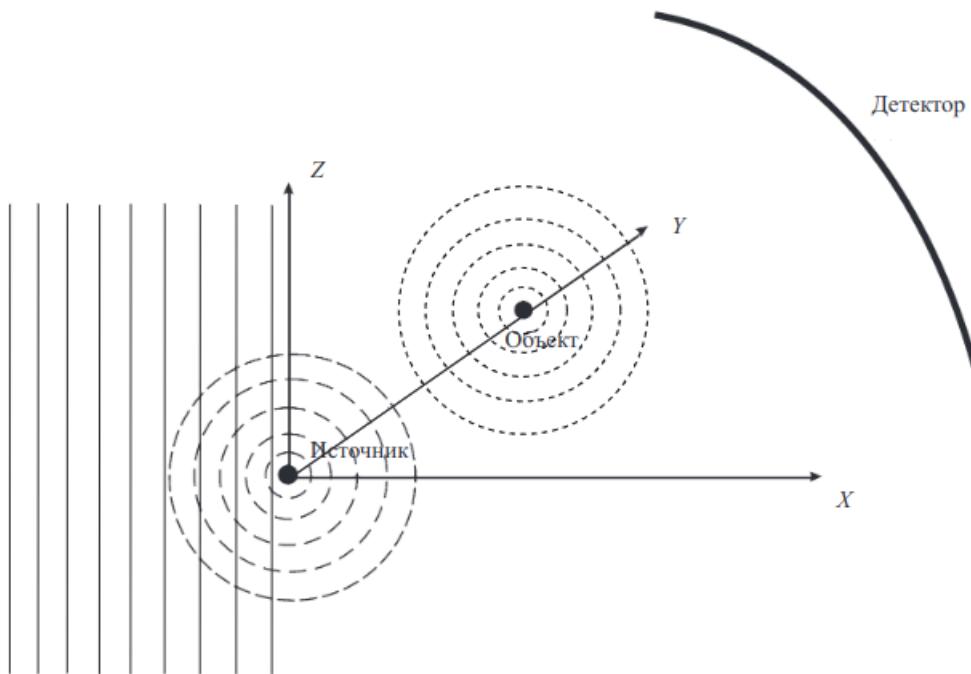


Рис.16 – Модель голографического опыта

Имеется первичный узконаправленный поток монокинетических ней-

tronov. Первый поток облучает точечный центр, некогерентно рассеивающий падающий пучок, который создает сферическую опорную волну вида:

$$\psi_0 = \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}}}{|\vec{R}|}$$

Рассеивающая точка находится на расстоянии d от источника опорной волны, и в результате рассеяния на этой точке создается объектная сферическая волна. Результат интерференции опорной и объектной волн регистрируются при помощи системы детекторов, расположенных на сфере фиксированного радиуса.

Пренебрегая затуханием опорной волны на малом расстоянии до рассеивающей точки, представим объектную волну в виде:

$$\psi = \alpha \frac{e^{i(|\vec{k}||\vec{d}|+|\vec{k}||(\vec{d}-\vec{R})|)}}{|\vec{d}-\vec{R}|},$$

где:

α - коэффициент, характеризующий амплитуду вторичного рассеяния,
 \vec{d} - вектор, направленный из опорного источника на объект,
 \vec{R} - вектор, направленный от источника на выбранную на детекторе точку,
 \vec{k} - волновой вектор соответствующей сферической волны.

Возникающая в процессе построения формы объекта проблема однозначности может быть снята путем изменения в некотором диапазоне энергии нейтронов пучка.

Эксперимент по рассеянию нейтронов ставится всегда так, что $R \gg d$. Неравенство это выполняется с большим запасом, так как величина d имеет порядок 10^{-10} м, а R - порядка 1 м. Детекторы располагаются так, что $R = \text{const}$.

Вероятность регистрации нейтрона P в данной точке сферы описывается обычной интерференционной формулой:

$$P = P_0(1 + 2\alpha(kd(1 - \cos\Theta))) + O(\alpha)$$

где:

Θ - угол между направлением на детектор и направлением на объект,

P_0 - интенсивность, соответствующая "засветке" регистрирующей си-

стемы от источника в отсутствии интерференции двух рассеянных сферических волн,

$O(\alpha) \ll 0$ - поправки более высоких порядков малости, которыми в дальнейшем будем пренебречать

Полученная формула позволяет понять причину отмеченной выше неоднозначности восстановления положения рассеивающей нейтронный поток точки: величина d стоит в аргументе функции косинус, и изменение её знака не меняет структуру голограммы.

На следующих фотографиях приведены виды сферической голограммы для двух различных значений d :

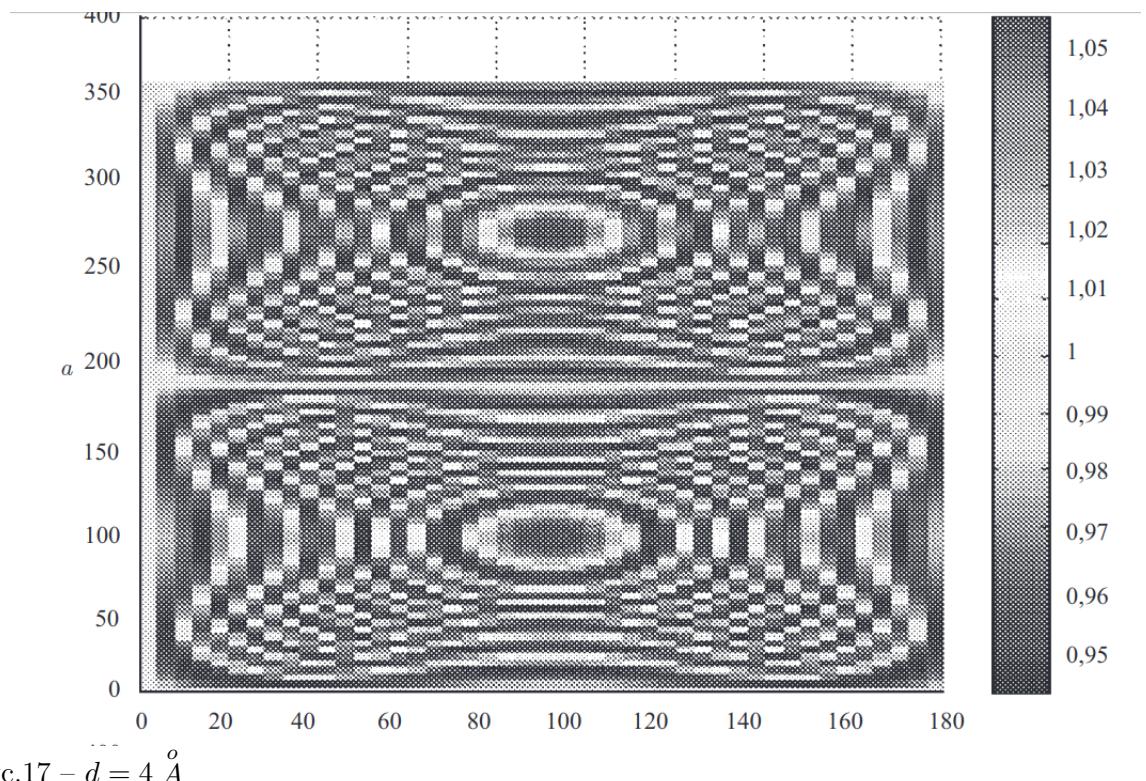


Рис.17 – $d = 4 \text{ \AA}$

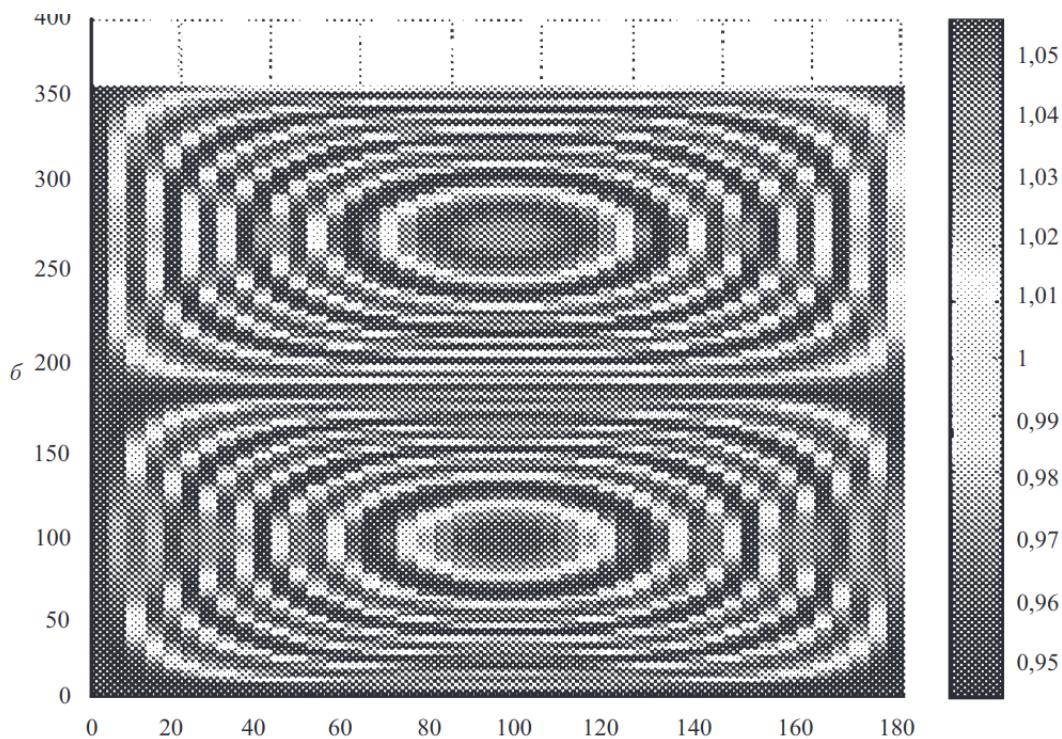


Рис.18 – $d = 2,5 \text{ \AA}$

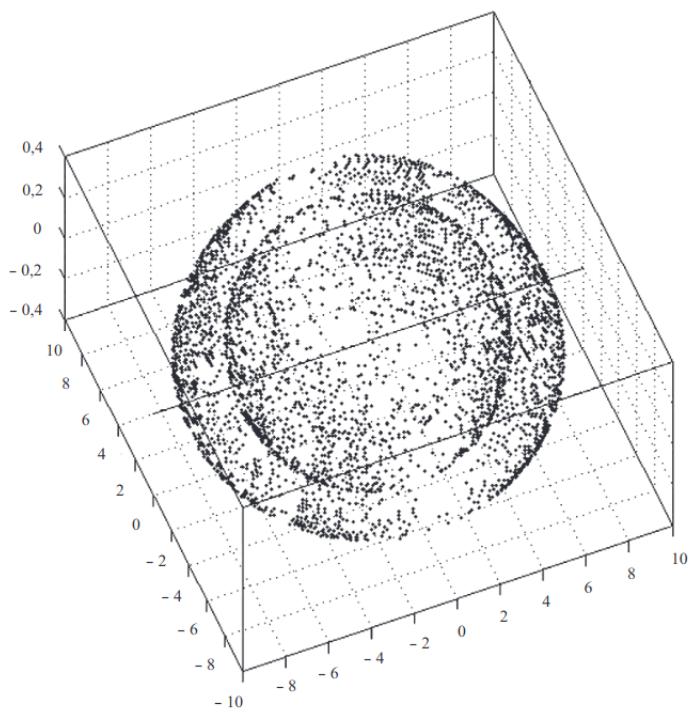


Рис.19 – Пространственное распределение вероятности для $J/J_0 = 0, 1$

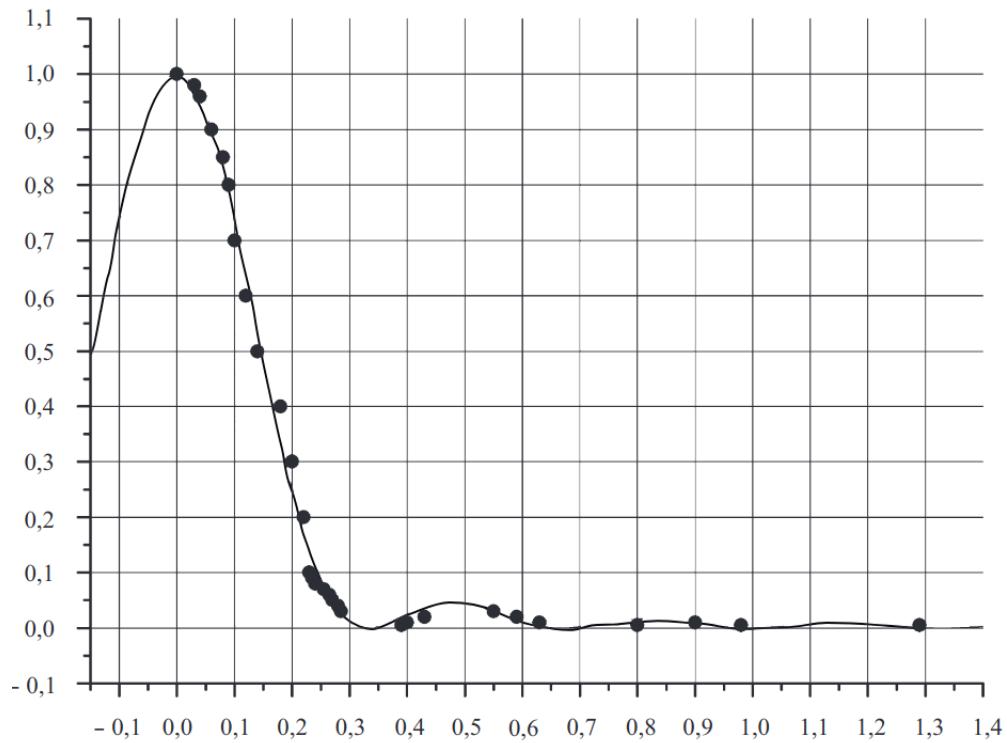


Рис.20 – Зависимость J/J_0 от расстояния

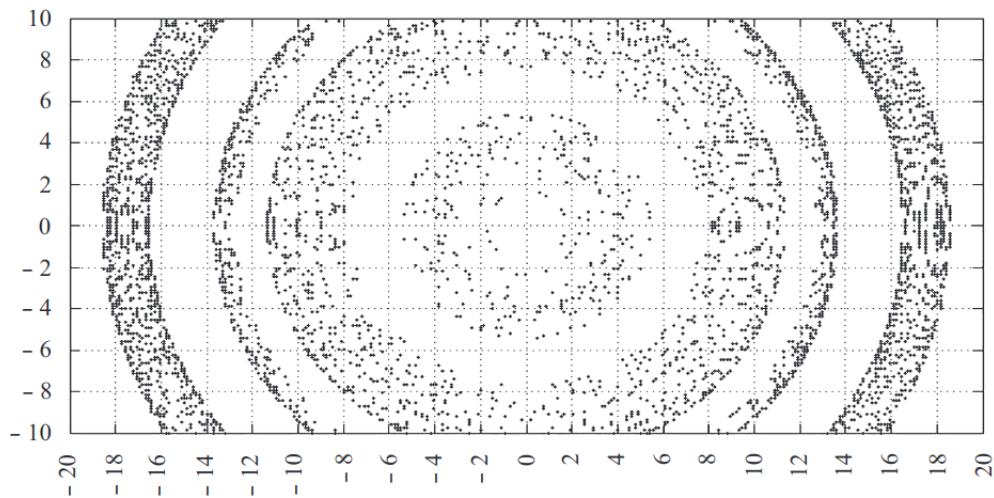


Рис.21 – Образование множества слоев при $J/J_0 = 0,005$

4.1.14 Отражение поляризованных нуклоноов

Для нашего простейшего квантового компьютера кроме координат, задающих первый кубит, нужны еще и спины, задающие второй кубит. Для этого рассмотрим теорию отражения поляризованных нейтронов.

4.1.15 Дифракция заряженных лучей

При дифракционном рассеянии заряженных частиц ядрами величина S_l даже при больших l отлична от единицы вследствие кулоновского взаимодействия, существующего при сколь угодно больших величинах прицельных параметров.

Амплитуда рассеяния для $\Theta > \Theta_C$, где $\Theta_C \approx \frac{2n}{kR} \gg 1$ - критический угол до которого основной вклад в сечение дает кулоновское рассеяние, а больше которого - ядерное дифракционное рассеяние.

$$f_n(\Theta) = ik \int_0^\infty db b e^{2i\chi(kb)} (1 - S(b)) J_0(kb\Theta)$$

Учет поверхностного преломления приводит к появлению мнимой части матрицы рассеяния и ее интерференции с кулоновской фазой. В частности, эта интерференция приводит к различном поведению дифференциальных сечений в минимумах для упругого рассеяния частиц с противоположными знаками зарядов на одних и тех же ядрах, например π^+ и π^-

4.1.16 Поляризация нуклонов при дифракционном рассеянии

Так как ядерное взаимодействие зависит от спинов, то при столкновении адронов, имеющих отличные от нуля спины, может возникнуть поляризация. При рассеянии частиц со спином $1/2$ ядрами с нулевыми спинами поляризация обусловлена спин-орбитальным взаимодействием. Добавляя к комплексному оптическому потенциалу спин-орбитаальный член, можно изучать на основе оптической модели поляризационные характеристики нуклонов, упруго рассеянными ядрами.

4.1.17 Заключение

Вышеприведенное описание различных дифракционных и интерференционных картин дают теоретическое обоснование процессам во второй установке и демонстрируют разнообразие инструментов для построения квантовых операторов.

4.2 Возможность визуальной видео-регистрации

Рассчитаем требования к частоте съемки видеокамеры. Для этого определимся с интенсивностью источника. Пусть интенсивность калиброванного потока будет $10^3 \alpha/\text{сек}$ при энергии $E = 5,3 \text{МэВ}$ который рассеивается на золотой пластинах толщиной 10^{-7} м (100nm) на площади датчика 1cm^2 на расстоянии 0.1 м и углу относительно центра 10 градусов.

Для начала вычислим свойства:

Золото:

Плотность золота: $\rho_{Au} = 1.93 \cdot 10^4$ кг/м³

Заряд: $Z = 75$

Атомная масса: $A = 197.. = 197 \cdot (1.66 \cdot 10^{-27}) = 3.27 \cdot 10^{-25}$ кг

Плотность: $\rho = \frac{1.93 \cdot 10^4}{3.27 \cdot 10^{-25}} = 0.59 \cdot 10^{29}$ 1/м³

α -частица

Заряд: $Z = 2$

Атомная масса: $A = 4$

Интенсивность: 10^3 1/с

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 2E} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4 \frac{\theta}{2}} \approx 2 \cdot 10^{-26}$$

$$\frac{dI}{I} = \rho \delta x \frac{d\sigma}{d\omega} = 1.3 \cdot 10^{-3}$$

$$dI = 1.3 \text{ Гц}$$

Следовательно, возможно использовать обычную видеокамеру. Современные веб-камеры снимают с частотой в диапазоне 9-90 Гц.

Глава 5

Частные вопросы эскизного проектирования стендов

5.1 Стенд №1

5.1.1 Принципиальная схема

Принципиальная схема простейшего квантового компьютера устройства приведена на рисунке ниже:

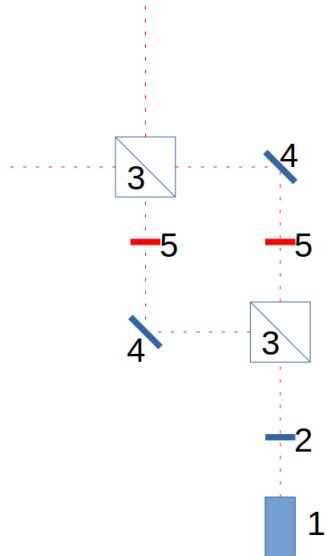


Рис.22 – Принципиальная схема стенда

1 - лазер

2 - линейный поляризатор

3 - интерферометр Маха-Цендера, состоит из полупрозрачных зеркал (светоделительные кубики)

4 - металлические зеркала

5 - полуволновые пластины, выполняют функцию оракула



Рис.23 – Установка в сборе

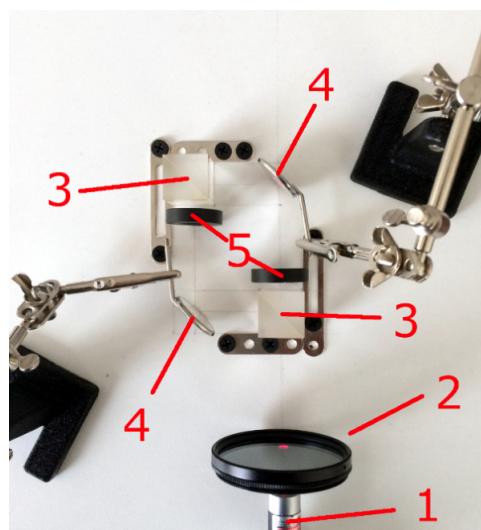


Рис.24 – более детально

Как видим, данная установка достаточна простая и может быть собрана на основе имеющегося оборудования лаборатории оптики. Вся сборка располагается на массивной ровной плите дсп. Лазер - источник фотонов. Длина волны не принципиальна, но необходимо, чтобы все остальные приборы соответствовали длине волны лазера. В СПБГУ в подобной установке используется красный лазер с длиной волны 650 нанометров и мощностью 100 милливат. Подобный красный лазер мощностью 50Вт стоит на AliExpress менее 1000 рублей.

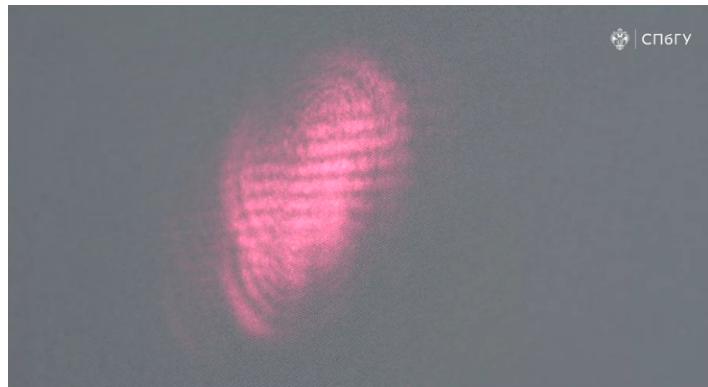
Данная установка с изменением материалов дифракции и поляризации (кварцевые кристаллы) должна работать на холодных нейтронах, при соблюдении норм радиационной безопасности, поэтому, для нейтронного излучения этот стенд должен быть собран внутри вакуумной

камеры стенда №2, что, как договорились называть в начале, будет стен-дом №3 .

5.1.2 Принцип действия

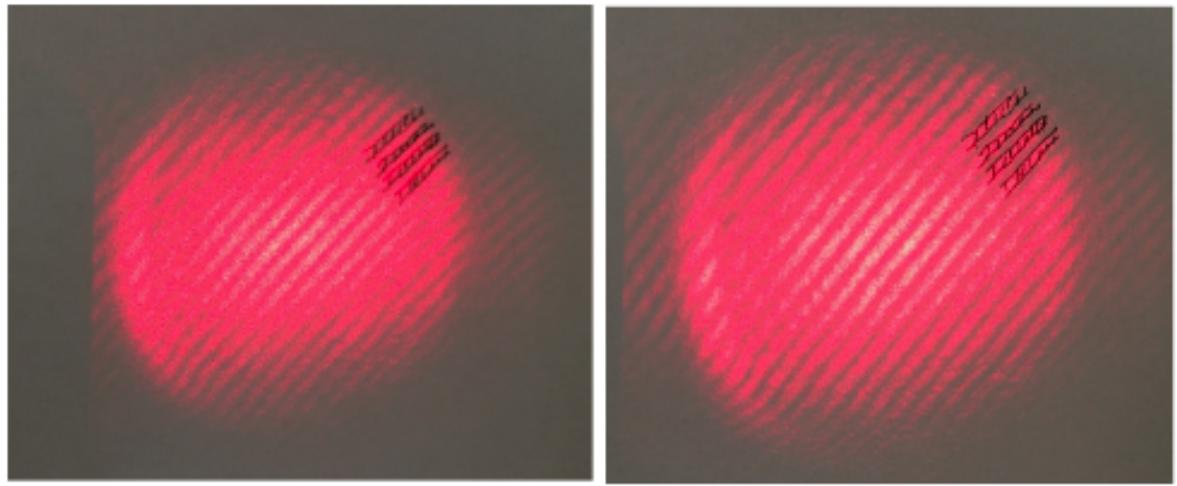
Каждый фотон переносит два кубита. Первый кубит - позиция фотона в интерферометре (путь по которому проходит фотон), второй кубит - поляризация. Выйдя из лазера, фотоны проходят через линейный поляризатор. Вообще говоря, для сеанса вычисления нам достаточно одного фотона. Фотон проходит через линейный поляризатор, уже знакомый нам, и попадает в интерферометр Маха — Цендера, состоящий из двух полупрозрачных зеркал и двух обычных зеркал. Полупрозрачные зеркала выполнены в виде светоделительных кубиков. Обратите внимание, что кубики должны быть неполяризационные — они не должны менять поляризацию наших фотонов. И обычные зеркала должны быть без стеклянного покрытия, обычные металлические зеркала — поскольку стеклянное покрытие создает дополнительную отраженную волну, которая портит нам интерференцию. Такими зеркалами, например, пользуются стоматологи. Квантовый оракул у нас будет выполняться в виде вот таких вот волновых пластин, полу волновых пластин для красного цвета. Вообще говоря, волновую пластину можно простейшую сделать из куска скотча, но, для того чтобы у нас запаздывание происходило ровно на половину длины волны, надо, конечно, заказать полу волновые пластины для красного цвета. Результатом измерения для нас будет интерференционная картина:

Рис.25 – Пример интерференционной картины



После настройки, можно видеть результат: слева - f-сбалансирована, справа - f=const

Рис.26 – Интерференционной картина после настройки



5.2 Стенд №2

5.2.1 Принципиальная схема

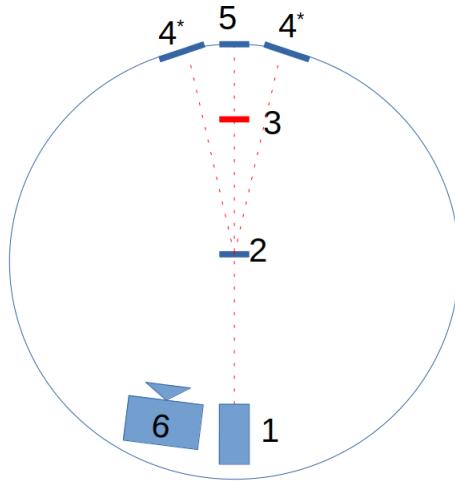


Рис.27 – Принципиальная схема стенда №2

1 - источник излучения

2 - мишень, тонкая металлическая фольга, для эластичного рассеяния

3 - мишени, сильного поглощения, выполняющие функцию оракула

4 - датчики, для косвенного измерения начального потока, по известному сечению рассеяния

5 - экран, пластина покрытая сульфатом цинка

6 - видео камера



Рис.28 – Внешний вид стенда для проведения эксперимента Резерфорда в Женевском Университете

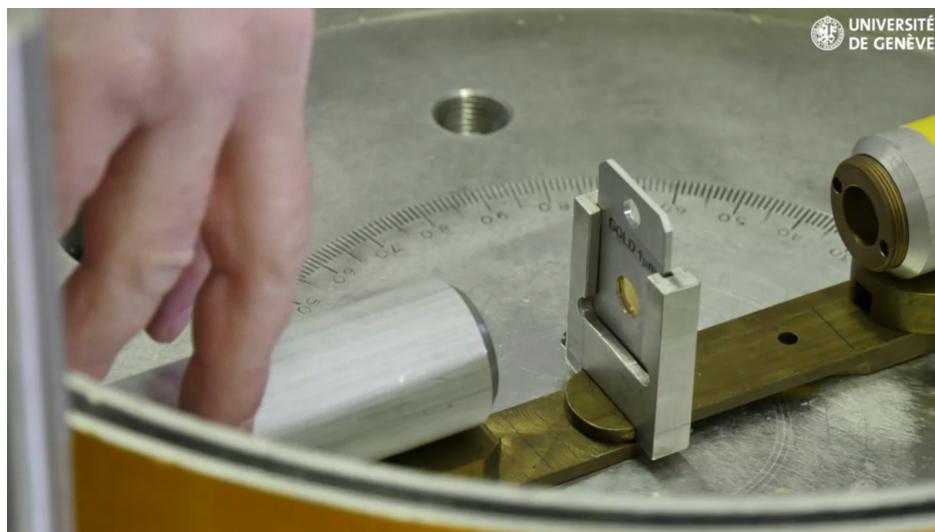


Рис.29 – Вид внутри вакуумной камеры

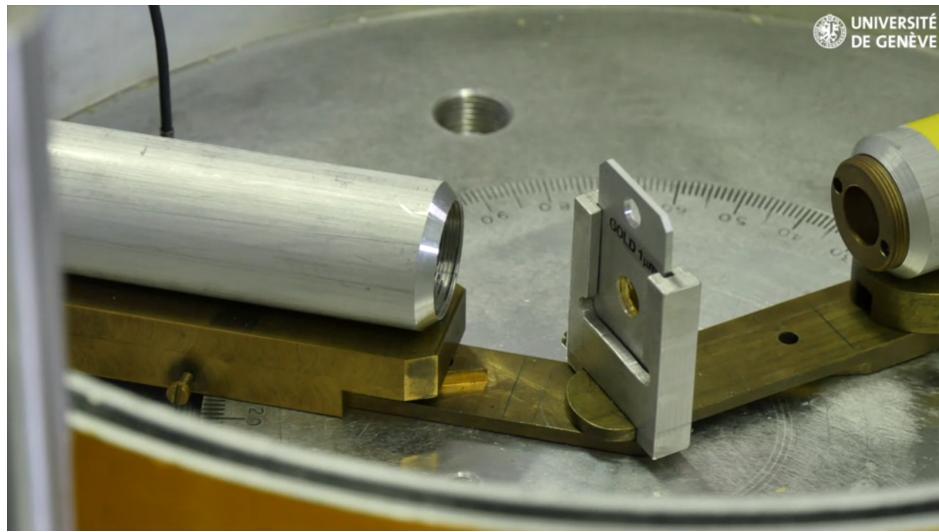


Рис.30 – Возможность легко изменять угол датчика - в нашем случае датчиков с изменением угла будет два



Рис.31 – Используются мишени различных металлов



Рис.32 – Процесс герметизации



Рис.33 – Внешний вид используемого dE/dx кремниевого датчика:

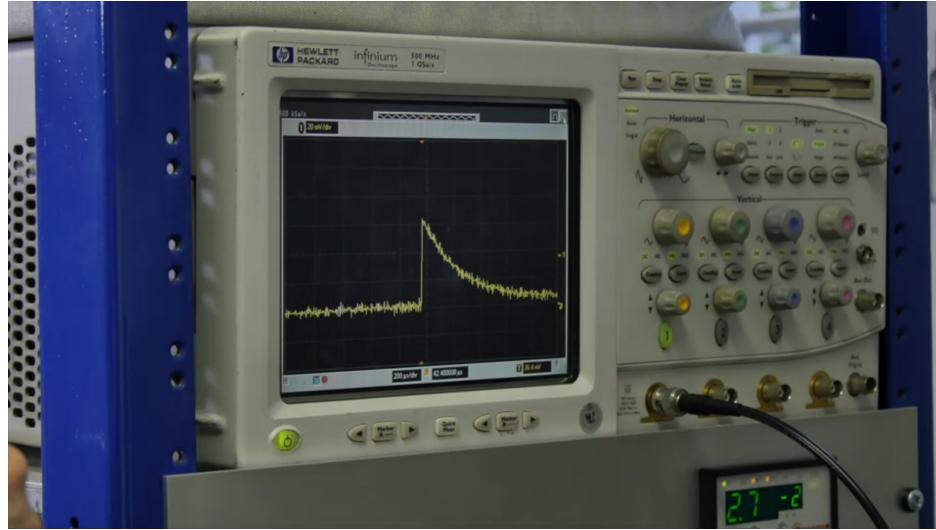


Рис.34 – Сигнал с датчика

5.2.2 Принцип действия

Взаимодействие квантовых объектов (молекул, атомов, атомных ядер, элементарных частиц) приводят к появлению дифракционных картин, аналогичных дифракции света. Но в отличии от оптической установки, где нам приходилось создавать специальные условия для получения интерференционной картинки, в данной установке все сводится к процессам внутри материала мишени. Дифракция является общей квантово-механической картиной столкновения частиц, при условии, что одна из сталкивающихся частиц имеет конечные размеры и сильно поглощает налетающие частицы. Вопрос какой должна быть мишень и из какого материала лежит в области эксперимента. Дифракция содержится во всех моделях процессов рассеяния, как макроскопических - где мишень однородный бесструктурно поглащающий материал, так и микроскопических, в которых происходит рассеивание налетающей частицы на отдельных структурных составляющих рассеивателя.

Атомные ядра в довольно широкой области энергий сильно поглощают налетающие на них частицы, т.е. ведут себя как непрозрачные поглощающие экраны, поэтому, ожидается что будет наблюдаться дифракция, что требуется продемонстрировать на стенде. Есть опасения, что α частицы достаточно большие для атомного ядра и слишком низкоэнергетичны для появления дифракционных эффектов, что требуется проверить, однако на источнике, излучающем адроны, появление дифракции не вызывает сомнений, что, конечно, также предстоит экспериментально проверить.

С возрастанием энергии налетающих частиц длина их свободного

пробега в ядерном веществе может оказаться сравнимой с линейным размером ядра, что приведет к снижению поглощения частиц, ядра станут полупрозрачными. Следующий фактор ухудшающий дифракцию - отсутствие четких границ у ядра, так как плотность ядерной материи постепенно уменьшается в поверхностной области ядра. Два этих параметра - прозрачность и размытие границы ядра основные параметры получаемой дифракционной картины, которыми можно варьировать, выбирая различные материалы мишени, частицы, энергии.

Кроме дифракционного рассеяния, наблюдается еще один аналог оптического явления - радужное сияние, которое характеризуется затуханием осцилляций дифференциального сечения и наличием широкого максимума - радужный максимум. Ядерная радуга наблюдается в основном при рассеянии легких ядер ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ при энергиях $E \gtrsim 25\text{--}30\text{МэВ}$ средними и тяжелыми ядрами.

С помощью дифракционной теории ядерного взаимодействия возможно описать зарядово-обменные реакции, расщепление сложных частиц, реакции передачи нуклонов и прочие ядерные реакции, что делает ядерную дифракцию более привлекательной для построения квантового компьютера, чем оптическая. Теоретические и экспериментальные данные дифракционной теории позволяют минимизировать квантовые системы до атомарных толщин и строить квантовые системы на базе знаний о ядерной структуре и механизмах разных ядерных процессов.

Аналогично первой установки каждая частица переносит два кубита. Первый кубит - отклонение частицы в мишени (интерферометре) (путь по которому проходит частица), второй кубит - либо поляризация, либо энергия - здесь индивидуально для каждого опыта. В материале мишени происходит дифракционное рассеяние, после чего частицы попадают на экран с люминофором и видеокамера фиксирует вспышку. Как мы видим, данная установка более универсальна, в отличии от первой, которая работает только на фотонах.

5.2.3 Требования к источникам

В зависимости от конструкционной особенности и активности источника мишень 2 можно убрать. Также некоторые конструкции источников помогают регулировать интенсивность излучения, что кроме удобства позволит снизить требования к частоте съемки видеокамеры и качеству экрана.

Из предыдущего раздела, мы можем предъявить требование к источнику α -частиц по энергии: $E \gtrsim 25\text{--}30\text{МэВ}$ по активности 1000Бк. Также для нейтронного излучения: холодные нейтроны: $E_n = 0.07\text{эВ}$ и источник гамма квантов или фотонов $E_\gamma = 12\text{МэВ}$.

Далее рассмотрим источники предлагаемые на сайте isotop.ru

5.2.4 Источники α - излучения

Элемент	Тип/код источника	I_α , Бк	E_α , МэВ	Назначение
Америций-241	АРИА(обр) AAm1.1.S1 AAm1.1.S2 AAm1.2.S1	- 500 1000 3000	5,4 – 5,5	Эталонные и контрольные источники
Кюрий-244	A3K244.28	$\geq 1,4 \cdot 10^8$	$\leq 5,2$	Для рентгенофлюоресцентного анализа
Плутоний-239	АИП-МИР-ЗА АИП-РИГ АДИ АИП-РИД АИП-ЭДГХ	$5,9 \cdot 10^7$ $4,10 \cdot 10^7$ $2,1 \cdot 10^7$ $2,1 \cdot 10^5$ $2,1 \cdot 10^7$	$\leq 5,2$	извещатели дыма, газовая хромотография, газоанализаторы, герметичные - придется разбирать
Pu-239	1П9 2П9 3П9 4П9 5П9 6П9	$4-1,6 \cdot 10^7$	$\leq 5,2$	для проверки и градуировки радиометрической аппаратуры в качестве мер активности
U-234	1У4 2У4 3У4 4У4 5У4 6У4	$1 \cdot 10^1 - 1 \cdot 10^3$	$\leq 4,8$	
U-238	1У8 2У8 3У8 4У8 5У8 6У8		$\leq 4,3$	

Из приведенных в таблице данных можно сделать вывод, что оптимальным будет использование датчика AAm1.1.S2, а также то, что источника с энергией достаточной для появления радужного сияния нет, поэтому это будет являться ограничением данной установки.

5.2.5 Источники нейтронов

Элемент	Тип/код источника	I_n , Бк	E_n , МэВ	Назначение
^{252}Cf Калифорний-252	NCf2.P01	1200-40000	2,12	источник нейтронного излучения
^{244}Cm Кюрий-244	NCm4.15.1 NCm4.15.2 NCm4.15.3 NCm4.15.4	$0,1 \cdot 10^4 - 3,0 \cdot 10^4$	быстрые	источник нейтронного излучения
^{244}Cm Кюрий-248	HK248M11.44 HK248M11.26	$\leq 2,3 \cdot 10^5$	-	источники нейтронного излучения закрытые используются в качестве образцовых при аттестации источников нейтронного излучения и установок для нейтронных измерений.

Из приведенных в таблице источников наиболее подходящим видится HK248M11.44 как источник низкоэнергетических нейтронов.

5.2.6 Источники γ -излучения

Элемент	Тип/код источника	I_γ , МБк	E_γ , МэВ	Назначение
$^{238}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$	GPu8-C3	$\leq 0,185$	6,13	эталонный источник
Кобальт-57	ОИДК	0,037-370	0,0144 - 0,1365	эталонный источник
Кобальт-60		0,037-3,7	1,1732 - 1,3325	
Барий-133		0,037-37	0,0810-0,38385	
Цезий-137		0,037-37	0,6617	
Натрий-22	ОСГИ	0,001-1,000	1,274	для проверки и градуировки средств измерений фотонного излучения
Титан-44			0,0689-1,157	
Марганец-54			0,8348	
Железо-55			0,0059-0,0065	
Кобальт-57			0,0144-0,1365	
Кобальт-60			1,1732-13325	
Цинк-65			1,11554	
Иттрий-88			0,898-1,8361	
Кадмий-109			0,088	
Олово-113			0,2551-0,3917	
Барий-133			0,081-0,356	

Анализируя данные таблицы интересным представляются источники ОСГИ для проверки фотонных детекторов. Возможно заменить лазер в оптической установке данным источником, если это удашевит установку, либо сделать этот стенд универсальным - совместить с оптическим стендом.

5.2.7 Источники β -излучения

Элемент	Тип/код источника	I_β , МБк	E_β , кэВ	Назначение
-	ОРИБИ	$1 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^4$	-	
Углерод-14			49,44	
Кобальт-60			96,9	
Никель-63			17,1	
Стронций-90+			196,3	
Иттрий-90			928	
Рутений-106+Родий-106			96,9	
Цезий-137			179	
Прометий-147			62,1	
Таллий-204			238,3	

Для лучшего детектирования видится целесообразным использование высокоэнергетичных частиц, с источником на Иттрий-90

5.2.8 Датчики

Датчики можно использовать как промышленные, так и самодельные. Видится возможным создание сплошного монитора нейтронного излучения на секторе стенки вакуумной камеры на основе Лаймановского альфа-излучения.

В качестве датчиков счета частиц предлагается, в качестве примера, рассмотреть продукцию ООО "Западприбор зарегистрированного в г.Москва. Сведем данные по ним в таблицу:

Тип	Код	Назначение
Поверхностно-барьерные детекторы	ДКПс-25 ДКПс-35 ДКПс-50 ДКПс-100 ДКПс-200 ДКПс-350 ДКПс-500	спектроскопия и регистрация короткобежных заряженных частиц. Используются в лабораторных экспериментах. Залиты эпоксидной смолой.
Поверхностно-барьерные кремниевые детекторы	ДКПсд-20 ДКПсд-50 ДКПсд-125	спектроскопия и регистрация короткобежных заряженных частиц. Используются в лабораторных экспериментах. Реагируют на свет. Требуют защиты. Требуют вакуум 10^{-5} - 10^{-1} мм рт.ст.
Детекторы кремниевые поверхностино-барьерные полностью обедненные	ДКПО-dE/dx-25 ДКПО-dE/dx-50 ДКПО-dE/dx-125 ДКПО-dE/dx-200	Широко используются для создания ядерных "телескопов" а также для измерения удельных ионизационных потерь dE/dx регистрируемых частиц.
Детекторы кремниевые диффузионно-дрейфовые	ДКДПс-25 ДКДПс-50 ДКДПс-100 ДКДПс-125 ДКДПс-200 ДКДПс-250 ДКДПс-350 ДКДПс-500	можно использовать в приборах автоматического контроля процессов с применением бета-активных препаратов для измерения плотности потока электронов.
Диффузионно-дрейфовые детекторы матричного типа	МДКД-П-10 МДКД-П-20 МДКД-П-30 МДКД-П-40	эффективны для определения загрязненности воздуха, поверхностей рук и других предметов радиоактивными нуклидами, изучающими альфа- и бета-частицы.
Диффузионно-дрейфовые полностью обедненные детекторы	ДКПО-Д-0,5-50 ДКПО-Д-1,0-50 ДКПО-Д-1,5-50 ДКПО-Д-2,0-50 ДКПО-Д-0,5-100 ДКПО-Д-1,0-100 ДКПО-Д-2,0-100 ДКПО-Д-0,5-200 ДКПО-Д-1,0-200 ДКПО-Д-2,0-200	могут работать при давлении ниже 10^{-1} мм.рт.ст. Конструктивно несколько отличаются от ДКПО-de/dx, однако одинаковые внешние диаметры корпусов указанных типов позволяют использовать их вместе для сборки в "телескопы".

Для альфа излучения: датчики аналогичные ДКПО-dE/dx используются в экспериментальной установке в Университете Женевы. В процессе экспериментов нужно будет понять стоит ли собирать "телескопы" и разницу между ДКПО-Д-0,5-50 и ДКПО-dE/dx-25 датчиками.

Для альфа- и бета- чатиц: Д1А

Для нейтронного и гамма- излучения излучения: СППД1

Поскольку датчики выбраны в качестве примера и авторы не настаивают на их применении, ниже приводятся характеристики для поиска аналогов:

ДКПО-Д-0,5-50

Описание: детектор кремниевый диффузионно-дрейфовый полностью обедненный по диффузионно-дрейфовой технологии:

Площадь чувствительной области, $S=50\text{мм}^2$

Энергетическое разрешение η не более 35кэВ (для $E_\alpha=5,15\text{МэВ}$ ^{239}Pu)

Рабочее напряжение 10-100В

Толщина чувствительной области $W = 0,3\text{-}0,5\text{мм}$

Обратный ток I_o не более 3 мкА

Габаритные размеры (без выводов) $d=8$; D30x50

ДКПО-dE/dx-25

Описание: прострельный детектор, у которого обедненная область простирается на всю толщину полупроводникового материала, то есть от переднего до заднего контакта. Входным окном служит с одной стороны пленка золота толщиной 12-20мкм, с другой - пленка алюминия толщиной 40-60нм. Потери в мертвом слое входного окна составляют 8-10кэВ. Рабочее напряжение 10-150В. Детекторы могут работать при давлении ниже 10^{-2}мм.рт.ст.и температуре окружающей среды 0т -50 до 0 градусов цельсия или при давлении $2 \text{ кгс}/\text{см}^2$ и ниже при температуре от 0 до +50 градусов.

Площадь чувствительной области, $S=30\text{мм}^2$

Энергетический эквивалент шума Q не более 20кэВ

Толщина чувствительной области А $W = 20\text{-}30\text{мкм}$

Толщина чувствительной области Б $W = 30\text{-}50\text{мкм}$

Толщина чувствительной области В $W = 50\text{-}80\text{мкм}$

Толщина чувствительной области Г $W = 80\text{-}130\text{мкм}$

Толщина чувствительной области Д $W = 130\text{-}200\text{мкм}$

Обратный ток I_o не более 3 мкА

Габаритные размеры (без выводов) $d=5,6$; D30x5

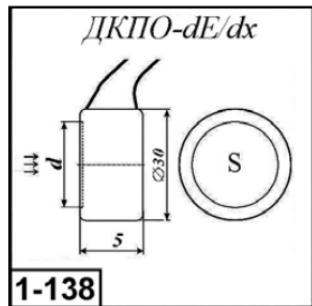


Рис.36 - внешний вид детекторов ДКПО-Д-0,5-50, ДКПО-dE/dx-25

Д1А

Описание: обратно-смещенные диоды из монокристаллического кремния, изготовленные по технологии ионной имплантации. Регистрируемое излучение альфа-, бета-частицы, осколки деления и т.п.

Площадь чувствительной области, $S=100\text{мм}^2$

Размер входного окна $10\times 10\text{мм}$

Толщина чувствительной области $W = 100\text{-}350\text{мкм}$

Толщина мертвого слоя 4000А Энергетическое разрешение для альфа-излучения с энергией $5,5\text{МэВ}$ при оптимальном напряжении смещения 18кэВ

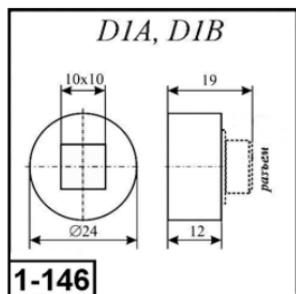


Рис.37 - внешний вид детектора Д1А

СППД1

Описание: полупроводниковый кремниевый детектор нейтронного и гамма-излучения, предназначен для преобразования импульсных потоков гамма-квантов и нейтронного излучения при работе в динамическом режиме в электрический аналог и могут быть использованы в различных системах регистрации.

Чувствительность к γ -излучению, ^{60}Co $(0,8 - 2,5) \cdot 10^{-16} \text{ Кл} \cdot \text{см}^2$

Чувствительность к нейtronам, 14МэВ $(0,7 - 2,4) \cdot 10^{-15} \text{ Кл} \cdot \text{см}^2$

Временное разрешение 6нс

Сопротивление нагрузки 75 Ом

Выходной линейный ток не менее 20А

Напряжение питания 1800 ± 20 В

5.2.9 Усилитель сигнала

Усиление сигнала с датчика осуществляется двумя операционными усилителями и оцифровывается на базе Arduino с дальнейшей передачей сигнала в компьютер по USB интерфейсу.

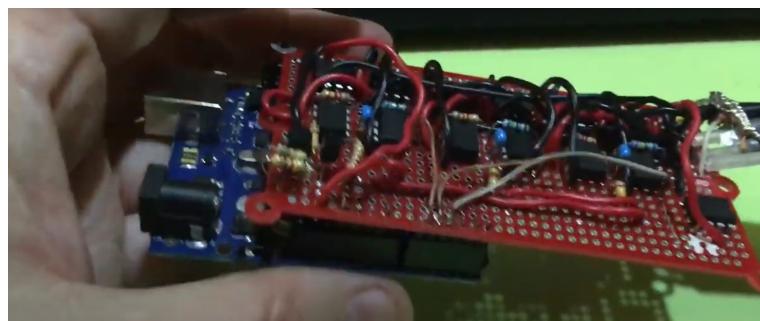


Рис.38 - внешний вид усилителя сигнала

Выбор операционные усилителей не принципиален. Хорошо зарекомендовали себя в работе усилители фирмы Analog Devices. AD620 имеет широкий диапазон напряжения питания (2,3В-18В), что позволит использовать в одной цепи питания вместе с датчиками (10-100В).

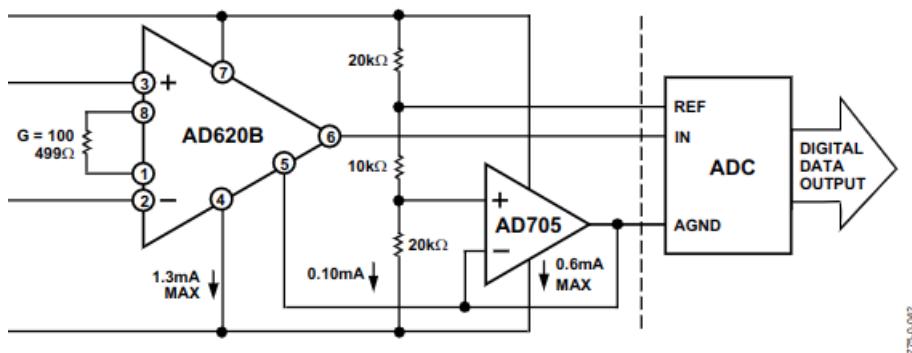


Рис.39 – Принципиальная схема усилителя

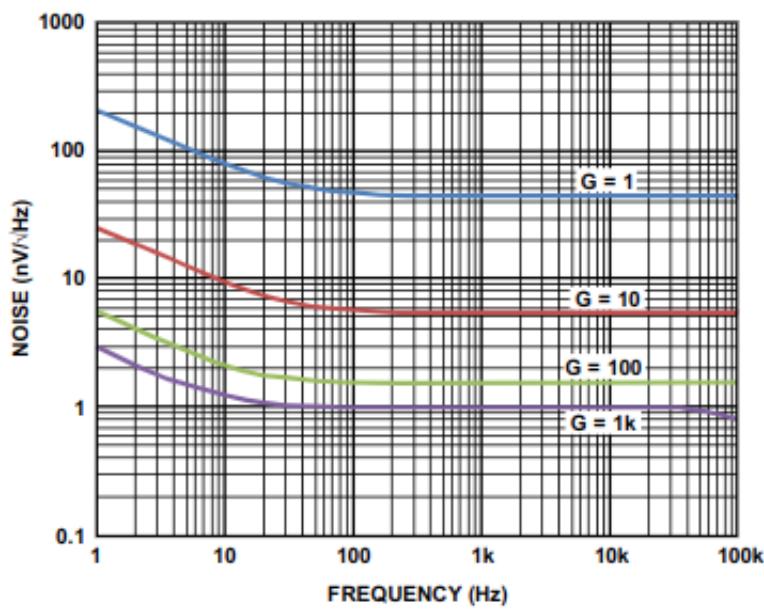
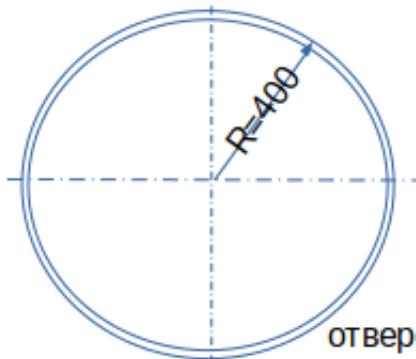


Рис.40 – Улучшенная по снижению шума является AD8429BRZ

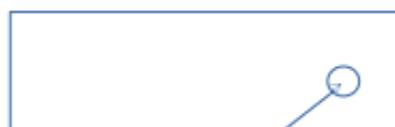
5.2.10 Эскиз

ЭСКИЗ
Стенд №2

Корпус(вид сверху)



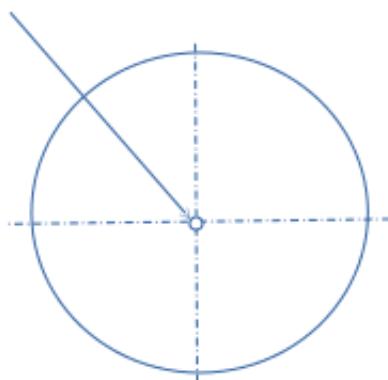
Корпус(вид сбоку)



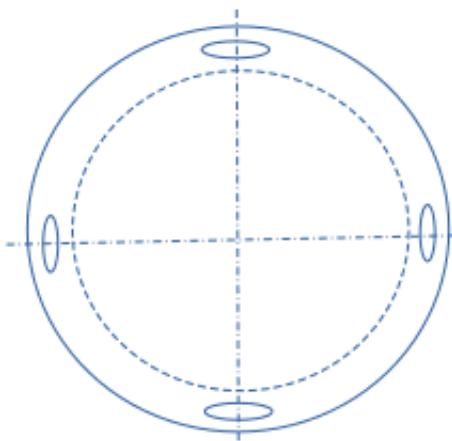
отверстие с резьбой под патрубок
для вакуумного воздуховода

Дно

несквозное отверстие с резьбой
для центральной оси



Крышка



Направляющая с креплением
в центре - 3шт.



Центральная ось



сквозное отверстие для центральной оси

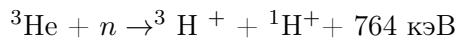
Рис.41 - Эскиз Стенда №2

5.3 Стенд №3

У рассмотренных двух стендов есть свои преимущества, свои недостатки. Попробуем объединить два стенда вместе. Т.е. вычисления вести на фотонах, а электроны получать из частиц ядерного реактора. Для этого соберем оптическую установку внутри вакуумной камеры второй установки, только лазер заменим собственным генератором фотонов.

5.3.1 α -излучение Лаймана

Обнаружение α -излучение Лаймана было опубликовано в [3] - это свет с длинной волны 121,6 нм, возникающий при переходе с $n = 2$ в $n = 1$ в атомарном водороде, как продукт ядерной реакции $^3\text{He}(n,\text{tp})$ происходящей в ячейке с газом ^3He .

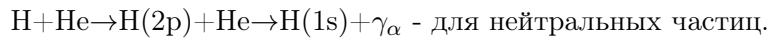
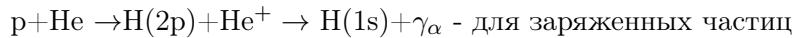


Экспериментальные результаты по изучению этого реакции были опубликованы в [4]. Было подсчитано, что на каждый медленный нейтрон ($\lambda_n = 0,496$ нм), поглощенный в разряженной до 93кПа камере, содержащей ^3He производилось 46 Лаймовских альфа-фотонов γ_α .

Такое количество связано с процессом "перезарядки" частиц, когда электрон частицы переходит на возбужденную орбиталь, затем испускается фотон, электрон переходит на более низкую и так далее.

Были вычислены доли процессов, в образовании γ_α -излучения, а именно: столкновения $^3\text{H}^+$ (тритоны), $^3\text{H}^+$, $^1\text{H}^+$ (протоны), ^3H (тритий), ^1H (атомы водорода) с фоновым газом ^3He в камере, а также пространственное распределение производимого излучения.

Ниже приведены два примера процесса:



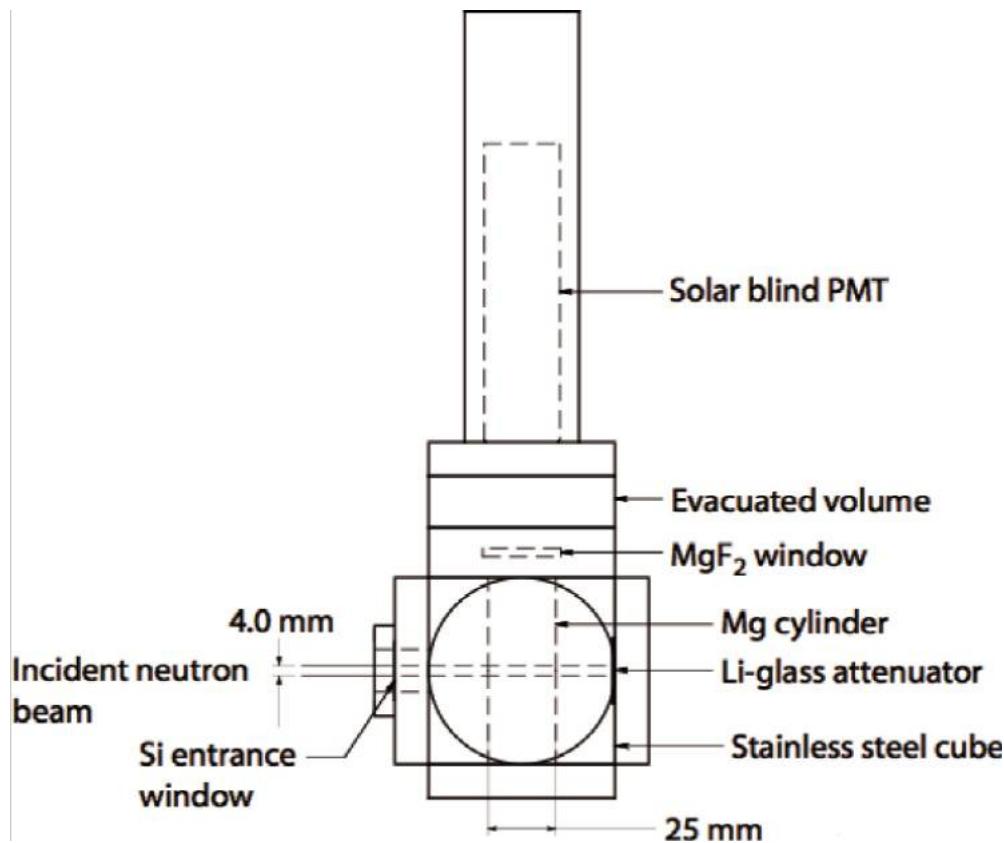


Рис.42 – Чертеж экспериментальной ячейки:

Нейтроны попадают в цилиндрическую реакционную камеру диаметром 25 мм, где протоны и тритоны образуются в пучке диаметром менее 4 мм. Обнаруживаются альфа-фотоны Лаймана, которые проходят через окно MgF_2 в верхнем конце камеры. Однако, прежде чем попасть в цилиндр, нейтроны должны сначала пройти через «мертвое пространство» длиной L_{dead} , которое содержит гелий при том же давлении и ослабляется там, но никакие протоны или тритоны не попадают в цилиндр, и, следовательно, в мертвом теле не образуется излучение Лаймана-альфа.

Поток поглощенный в реакционной ячейке:

$$I = I_0 e^{-L_{dead}\sigma N} (1 - e^{-d\sigma N}),$$

где:

I_0 - входящий поток нейтронов, в приближении, что сечение поглощения в 3He соответствует зависимости $1/v$

σ - нейtronное сечение

N - плотность атомов гелия в камере

l_{dead} - длина мертвого пространства, в метрах $d = 25\text{мм}$ - диаметр реакционной камеры

Предполагалось, что все наблюдаемые фотонны генерируются внутри реакционной камеры и не имеют предпочтительного направления.

Было получено соотношение между выходом фотонов и давлением, приведено на графике ниже:

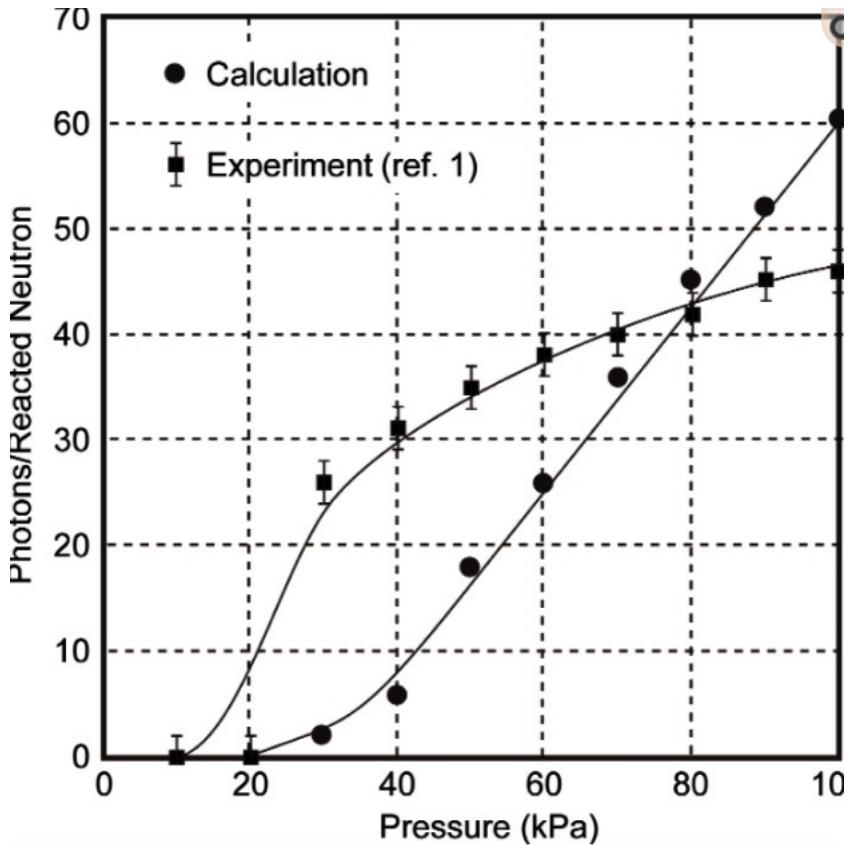


Рис.43 - соотношение между выходом фотонов и давлением

При более высоких давлениях можно ожидать, что количество наблюдаемых фотонов приблизится к предсказанию бесконечной среды в 154 фотона / нейтрон, поскольку все тритоны будут замедлены до 3 кэВ при более высоком давлении.

Было получено соотношение между количеством перезарядок и дистанцией пробега частиц, на графике ниже:

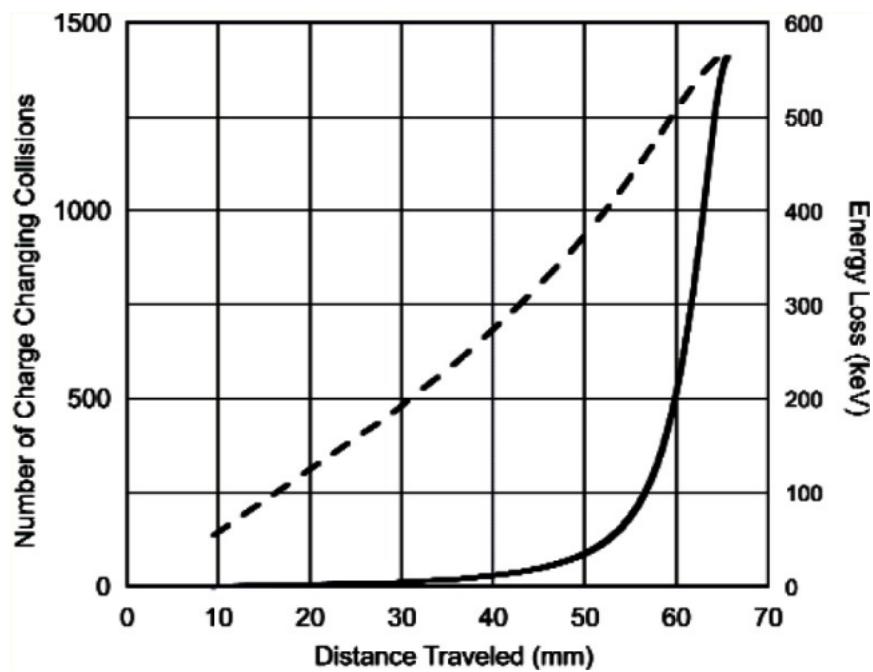


Рис.44 – соотношение между количеством перезарядок и дистанцией пробега частиц

На основе данного эффекта создают мониторы по детектированию нейтронного излучения. В нашей работе, мы можем использовать данный эффект в качестве детектирования нейтронов для получения дифракционной картины, либо как источник фотонов.

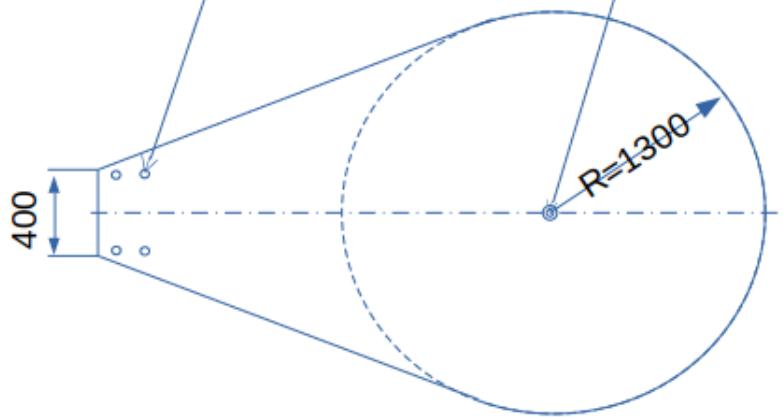
5.3.2 Эскиз

ЭСКИЗ
Стенд №3

Дно

неквазное отверстие с резьбой
для центральной оси

неквазные отверстия с резьбой
для крепления стола источника



Крышка

отверстие под ручку

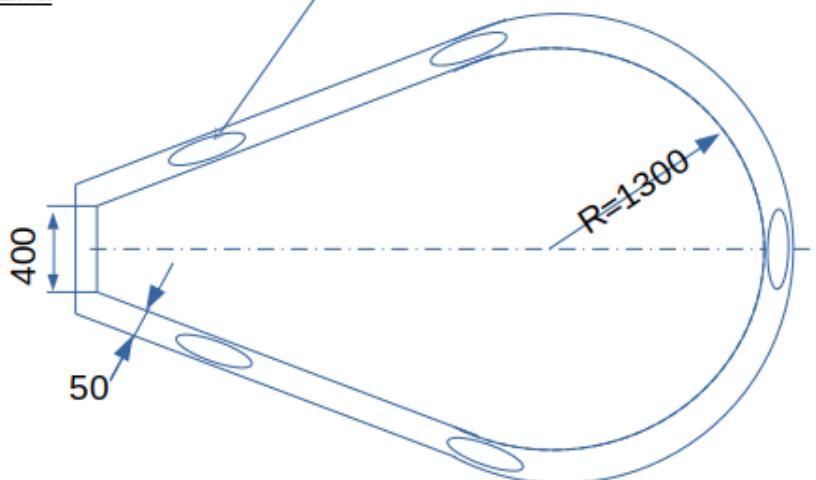
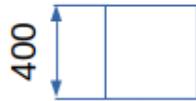


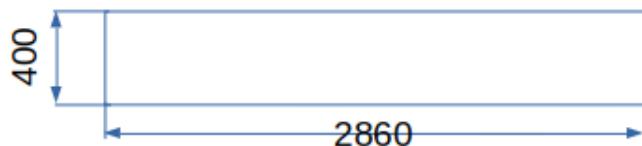
Рис.45 - Эскиз Стенда №3

ЭСКИЗ
Стенд №3

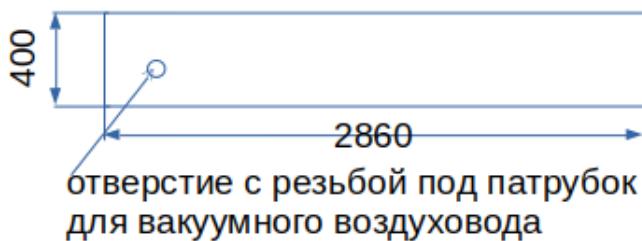
Торцевая стенка



Боковая стенка левая



Боковая стенка правая



Боковой сектор правый



Боковой сектор левый



Направляющая с креплением
в центре - 3шт.



сквозное отверстие
для центральной оси

Центральная ось



Рис.46 - Эскиз Стенда №3 (продолжение)

5.4 Экономический расчет

На момент написания были запрошены цены у производителей.

5.4.1 Поставщик АО «В/О «Изотоп»

Наименование	Количество	Стоимость, руб.
AAm1.1.S2	2	-
HK248M11.44	2	-
ОСГИ - Натрий-22	2	-
ОИДК Кобальт-60	2	-
ОРИБИ Стронций90+Иттрий-90	2	-
Итого:	-	-

5.4.2 Поставщик ООО «ЗАПАДПРИБОР»

Наименование	Количество	Стоимость, руб.
ДКПО-Д-0,5-50	6	-
ДКПО-de/dx-25	6	-
Д1А	6	-
СППД1	6	-
СКД1	6	-
Итого:	-	-

5.4.3 Поставщик Analog Devices

Наименование	Количество	Стоимость, USD
AD8429BRZ	2	6.89
EVAL-INAMP-62RZ	2	40.23

5.4.4 Поставщик MCUstore.ru

Наименование	Количество	Стоимость, руб
Усилитель напряжения высокоточный AD620	2	594
Прочие радиодетали (сопротивления, конденсаторы, разъемы)	-	1000
Mega 2560 CH340G Arduino совместимый контроллер с USB кабелем	2	732

5.4.5 Поставщик metallsnab-nn.ru

Наименование	Количество,кг	Стоимость, руб/кг
Плита алюминиевая АМГ6 100x1200x3000 ГОСТ 17232-99	500	383
Швеллер АМГ6 100x1200x3000 ГОСТ 17232-99	10	383
Полоса алюминиевая 30х4 мм АД0	20	294

5.4.6 Поставщик vseinstrumenti.ru

Наименование	Количество,кг	Стоимость, руб/кг
Двухступенчатый шиберный высоковакуумный насос Rothenberger РОАЭРВАК 170062	1	31943
Шланги , разъемы, муфты	-	5000

5.4.7 Итоги рассмотрения

Без учета источников ИИ и датчиков, а также с использованием помещений и лабораторного оборудования, производство стендов по материалам оценивается в районе 200 т.р.

Глава 6

Варианты использования

6.1 Нейтронное излучение

Основным источником нейтронов является ядерный реактор. Поэтому при построении квантового компьютера на нейтронном излучении рационально разместить его в непосредственной близости от реактора, либо в самом реакторе. Стого говоря, сам реактор является большим квантовым компьютером с огромным количеством суперпозиций квантовых состояний. Для удобства оперирования с компьютером, можно сделать корпус в форме ТВС.

Отработанное ядерное топливо также является источником нейтронов и поэтому нейтронный компьютер возможно разместить в бассейне выдержки, либо в хранилище отработанного ядерного топлива.

Также возможно построение нейтронного компьютера на лабораторном источнике нейтронов, но тогда время работы компьютера будет ограничено сроком службы источника.

Для нейтронных квантовых компьютеров будет наблюдаться синергетический эффект в совместном использовании с ядерным реактором: нет необходимости в собственном источнике квантовых частиц, использование системы охлаждения реактора, совместное обслуживание реактора и компьютера.

6.2 Альфа излучение

К неоспоримым преимуществам квантового компьютера на альфа излучении является его относительная простота в организации радиационной защиты.

На рынке уже десятки лет присутствуют бытовые приборы, построенные на базе альфа излучения. Например к ним относятся датчики дыма HIS-07 и отечественные РИД-1.

Для альфа компьютеров возможен синергетический эффект с про-

цессорами общего назначения, такими как Эльбрус. Возможно по аналогии с математическим сопроцессором выполнить достаточно компактный квантовый сопроцессор и использовать периферию и систему охлаждения самого компьютера.

6.3 Излучение заряженных частиц

У квантового компьютера на заряженных частицах есть одно важное преимущество - возможность работать на частицах без постороннего излучения. С помощью электромагнитных устройств можно отделить поток заряженных частиц от прочего фона излучения, что ценно для экспериментальной и исследовательской активности. Но также это влечет и основной недостаток - энергопотребление на инфраструктуру.

Такие квантовые компьютеры рационально строить совместно с ускорителями частиц, используя их инфраструктуру по управлению и разгону заряженных частиц.

6.4 Гамма излучение

Основная проблема гамма излучения - относительно большая (по сравнению с альфа-излучением) радиационная защита. Источники гамма излучения давно используются в народном хозяйстве, но требуют отдельного помещения. Для разработки стационарных квантовых компьютеров этот факт может не являться ограничением.

6.5 Адронные частицы

Создание квантового компьютера на адронах даст большой ансамбль квантовых состояний, но на современный момент это достаточно экзотичный вариант, использования адронного коллайдера в качестве источника квантов для компьютера. Однако при всей фантастичности рассмотрим теоретические моменты.

Современная инженерия основывается при построении квантового компьютера на фотонах и достигла в этом значительных успехов, но посмотрим, откуда берутся фотоны и соответственно какими величинами мы оперируем.

Фотон - это бесструктурная фундаментальная частица, фундаментальный калибровочный базон, имеющий целочисленное внутреннее квантовое число спин $J = n\hbar, n = 0, 1, \dots$. Это квантовое число, а также пространственное положение используются в квантовых компьютерах.

Фотон отвечает за фундаментальное электромагнитное взаимодействие.

Рассмотрим происхождение фотонов - это квант энергии выделяющийся при переходе электрона в атоме с более энергетичного уровня (возбужденного), на основной (с меньшей энергией).

Рассмотрим объем в котором могут рождаться и поглащаться рассматриваемые фотоны:

$$\lambda = \frac{h}{T} = \frac{197meVfm}{8meV} \approx 25fm$$

Это теоретический предел в минимизации квантового компьютера на фотонах.

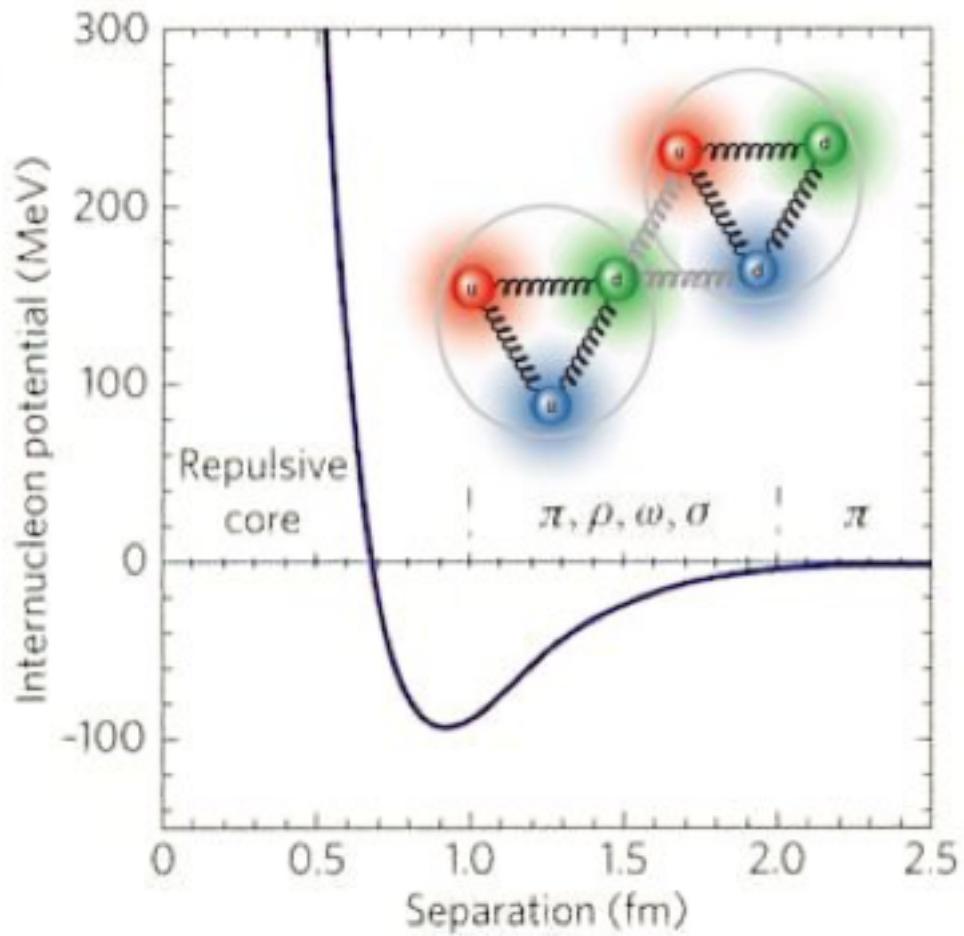
Рассмотрим, возможность уменьшения этого характерного линейного размера. Для этого попробуем перейти на другие квантовые объекты.

Представим вокруг себя сферу диаметром 10 км. Это наш современный квантовый компьютер. В этом объеме где-то перепрыгивает электрон в виде маленькой игрушечной машинки размером порядка 0,1мм с одного транспортного кольца на другое и при этом мигает фарами - испускает фотон.

Посмотрим, что еще есть в нашем мире - правильно, ядро, состоящее из нуклонов - в нашем масштабе это объекты порядка 10 см.

Хорошо бы было от 10км компьютера перейти к 10см - его уже можно носить в кармане.

Рассмотрим линейные размеры и способы взаимодействия:



Тезисно запишем ряд важных моментов:

Энергия связи на нуклон не зависит от размера ядра, нуклон взаимодействует только со своими ближайшими соседями.

Ядерная сила намного сильнее Кулоновской, но имеет отталкивающий компонент порядка 1 fm. Это связано с существованием夸克ов внутри нуклона. Компонент отталкивания необходим для предотвращения слияния нуклонов.

Итак, мы имеем размер 1 fm - за этой границей у нас кварки, обменивающиеся глюонами - фундаментальная частица сильного взаимодействия. Нуклоны между собой не могут обмениваться глюонами, они взаимодействуют друг с другом путем обмена мезонами, что и изображено на рисунке.

Заметим, что есть характерный размер 2 fm и больше, где нуклоны обмениваются только пионами.

Получается, у нас есть новая перспективная частицу для нашего перспективного квантового компьютера - пион, который значительно уменьшит характерный размер, с 25 до 2фм.

Пионы самые легкие из мезонов частицы [32] :

π^\pm - 139.57039 ± 0.00018 МэВ (S=1.8)

π^0 - 134.9768 ± 0.0005 МэВ (S=1.1)

Моды распада:

π^+ DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	Confidence level	p (MeV/c)
$\mu^+ \nu_\mu$	[b] $(99.98770 \pm 0.00004) \%$		30
$\mu^+ \nu_\mu \gamma$	[c] $(2.00 \pm 0.25) \times 10^{-4}$		30
$e^+ \nu_e$	[b] $(1.230 \pm 0.004) \times 10^{-4}$		70
$e^+ \nu_e \gamma$	[c] $(7.39 \pm 0.05) \times 10^{-7}$		70
$e^+ \nu_e \pi^0$	$(1.036 \pm 0.006) \times 10^{-8}$		4
$e^+ \nu_e e^+ e^-$	$(3.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$		70
$e^+ \nu_e \nu \bar{\nu}$	$< 5 \times 10^{-6}$ 90%		70

Lepton Family number (LF) or Lepton number (L) violating modes

$\mu^+ \bar{\nu}_e$	L	[d] < 1.5	$\times 10^{-3}$ 90%	30
$\mu^+ \nu_e$	LF	[d] < 8.0	$\times 10^{-3}$ 90%	30
$\mu^- e^+ e^+ \nu$	LF	< 1.6	$\times 10^{-6}$ 90%	30

π^0 DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level	p (MeV/c)
2γ	$(98.823 \pm 0.034) \%$	S=1.5	67
$e^+ e^- \gamma$	$(1.174 \pm 0.035) \%$	S=1.5	67
γ positronium	$(1.82 \pm 0.29) \times 10^{-9}$		67
$e^+ e^+ e^- e^-$	$(3.34 \pm 0.16) \times 10^{-5}$		67
$e^+ e^-$	$(6.46 \pm 0.33) \times 10^{-8}$		67
4γ	$< 2 \times 10^{-8}$ CL=90%		67
$\nu \bar{\nu}$	[e] < 2.7	$\times 10^{-7}$ CL=90%	67
$\nu_e \bar{\nu}_e$	< 1.7	$\times 10^{-6}$ CL=90%	67
$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	< 1.6	$\times 10^{-6}$ CL=90%	67
$\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	< 2.1	$\times 10^{-6}$ CL=90%	67
$\gamma \nu \bar{\nu}$	< 1.9	$\times 10^{-7}$ CL=90%	67

Charge conjugation (C) or Lepton Family number (LF) violating modes

3γ	C	< 3.1	$\times 10^{-8}$ CL=90%	67
$\mu^+ e^-$	LF	< 3.8	$\times 10^{-10}$ CL=90%	26
$\mu^- e^+$	LF	< 3.4	$\times 10^{-9}$ CL=90%	26
$\mu^+ e^- + \mu^- e^+$	LF	< 3.6	$\times 10^{-10}$ CL=90%	26

Получать измерения возможно по изменению квантовых векторов

ядра, на котором ведется расчет, либо другими косвенными измерениями. На данный момент на этой частице видится предел по скорости смены состояний (минимальные размеры и минимальная масса), а значит максимум по скорости счета.

Возможно удастся теоретически обосновать создание квантовых операторов для фотонного компьютера на пионах/мюонах. Также, интересно рассмотреть и другие мезоны.

Данное направление далеко от инженерной активности, но перспективно с теоретической точки зрения.

Глава 7

Компьютерное моделирование

7.1 Введение

Для планируемых стендов было бы достаточным привести модель интерференции Маха-Зендера, но расширенный перечень моделей был приведен, чтобы продемонстрировать степень теоретической готовности к моделирования различных оптических систем и создать достаточный математический базис для дальнейших исследований.

Суперпозиция факторов: качественная картина (количество характерных линий) и количественные RGB-цвет и интенсивность будут являться результатом передаваемым от квантового компьютера на матрицу видеокамеры, подключенную через цифровой интерфейс(USB) к классическому компьютеру. Понятно, что USB интерфейс, также как и другие интерфейсы компьютера работают на определенных частотах и имеют ограничивающую их пропускную способность, но для прототипирования подобный интерфейс является достаточным.

Сразу видим разницу между классическими и квантовыми компьютерами. В квантовом компьютере мы всегда возвращаем картину - матрицу в RGBa формате.

Физика картин была рассмотрена в разделе физических основ квантовых вычислений, а здесь мы приводим результаты численного моделирования.

Моделирование было произведено на языке Python с использованием opensource библиотек: matplotlib, tk, lightpipe

Схемы установок взяты из [11]

7.2 Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 1

7.2.1 Модель

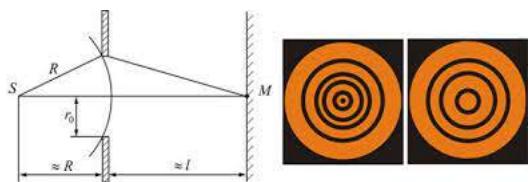


Рис.47 – Модель Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 1

7.2.2 Картина

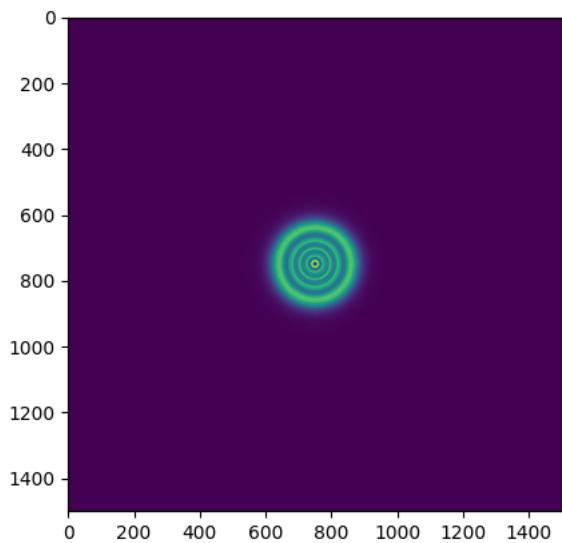


Рис.48 – Картина Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 1

7.2.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Diffraction.git

7.3 Дифракция Френеля - плоская волна, круглое отверстие, вар. 2

7.3.1 Модель

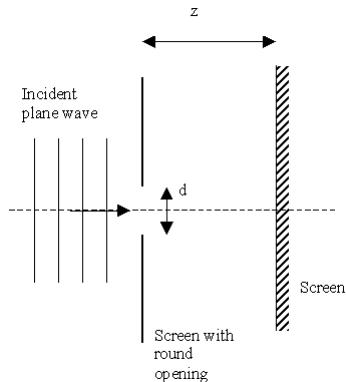


Рис.49 – Модель Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 2

Картинки были рассчитаны при переменном z и апертуре $d = 1\text{мм}$

7.3.2 Картинка

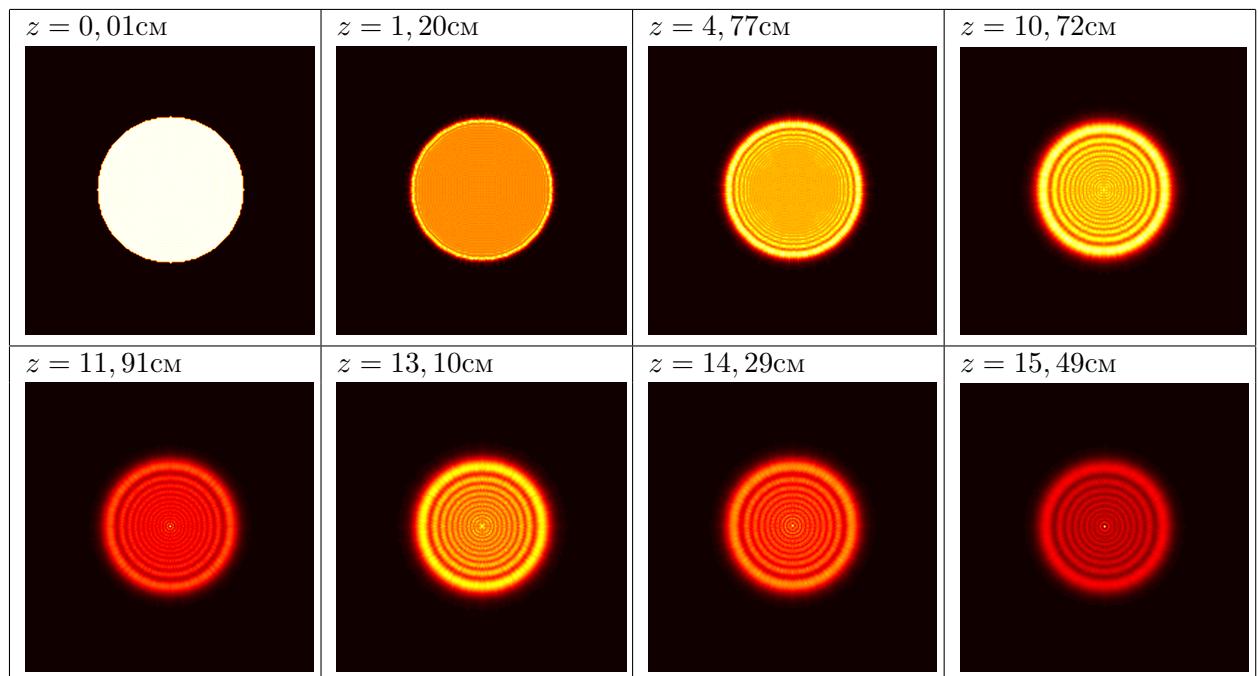


Рис.50 – Картинка Дифракция - плоская волна, круглое отверстие, вар. 2

7.3.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Frenel

7.4 Дифракция Френеля - сферическая волна, круглое отверстие

7.4.1 Модель

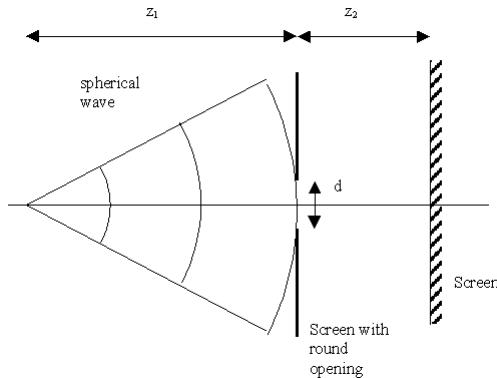


Рис.51 – Модель Дифракция Френеля - сферическая волна, круглое отверстие

Картинки были рассчитаны при переменной z_2 и постоянных: $z_1 = 50\text{cm}$ и апертуре $d = 1\text{мм}$

7.4.2 Картина

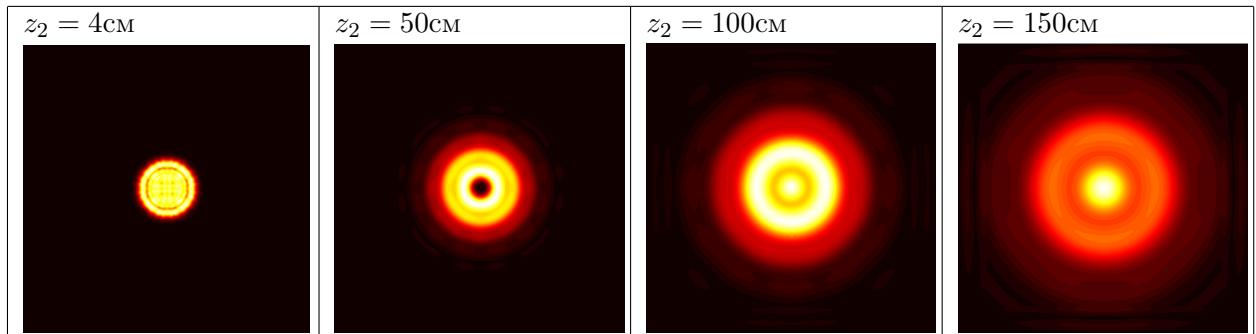


Рис.52 – Картина Дифракция Френеля - сферическая волна, круглое отверстие

7.4.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Fresnel_s

7.5 Внутреннее отражение и преломление

7.5.1 Модель

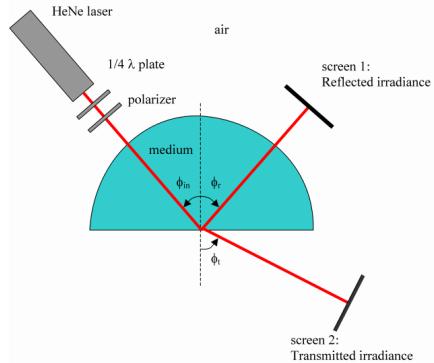


Рис.53 – Модель Внутреннее отражение и преломление

Картины были получены для постоянного поляризационного угла $\phi_i n = 79$ град и переменного ϕ_t , где первый ряд - отраженный поток, второй - преломленный

7.5.2 Картина

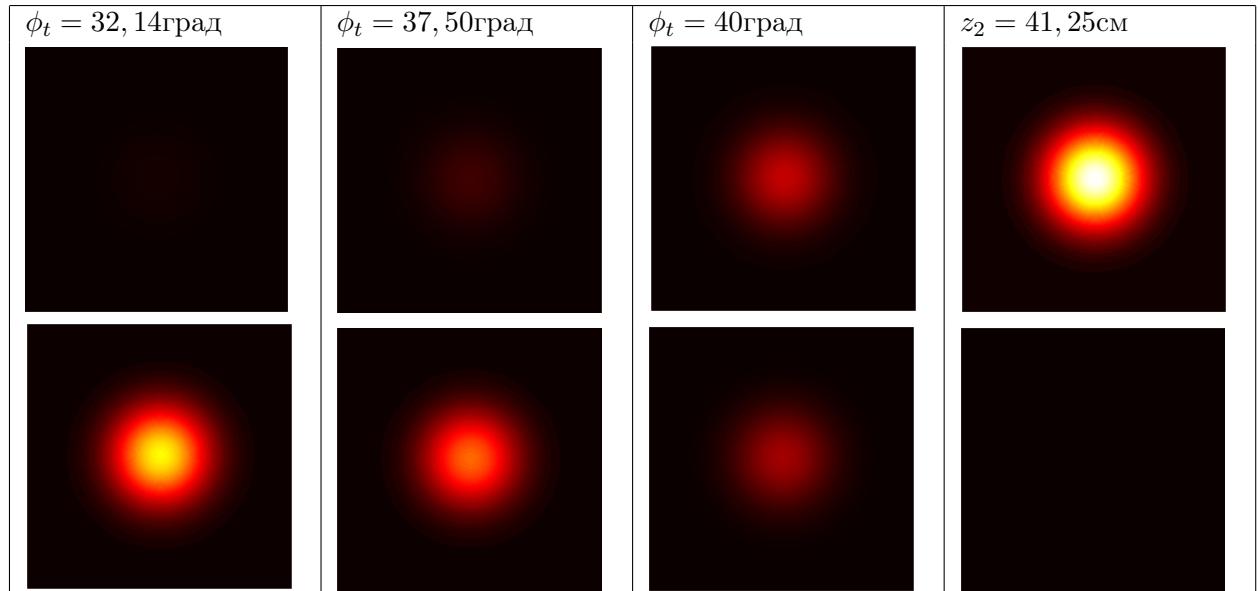


Рис.54 – Картина Внутреннее отражение и преломление

7.5.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_ReflectRefract

7.6 Эксперимент Юнга

7.6.1 Модель

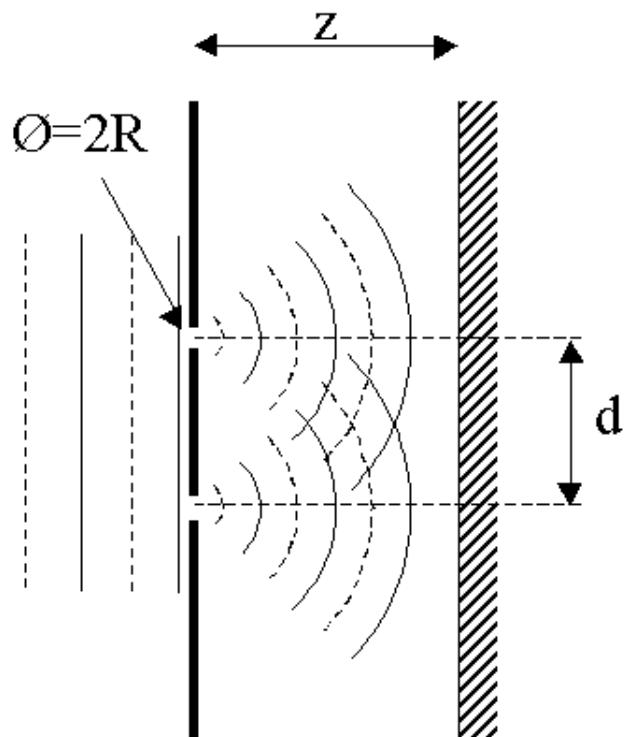


Рис.55 – Модель Эксперимент Юнга

7.6.2 Картинка

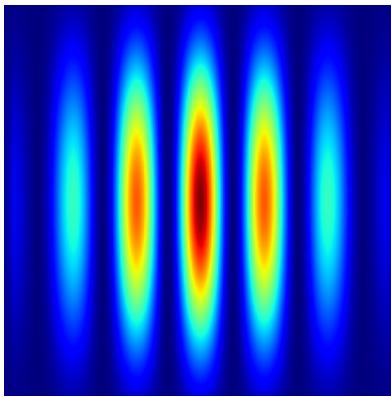


Рис.56 – Картина Эксперимент Юнга

7.6.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Yung

7.7 Моды Эрмита-Гаусса

7.7.1 Модель

Гауссов пучок — пучок электромагнитного излучения, в котором распределение электрического поля и излучения в поперечном сечении хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Когерентный световой пучок с гауссовым распределением поля имеет фундаментальное значение в теории волновых пучков. Этот пучок называют основной модой в отличие от других мод более высокого порядка.

7.7.2 Картинка

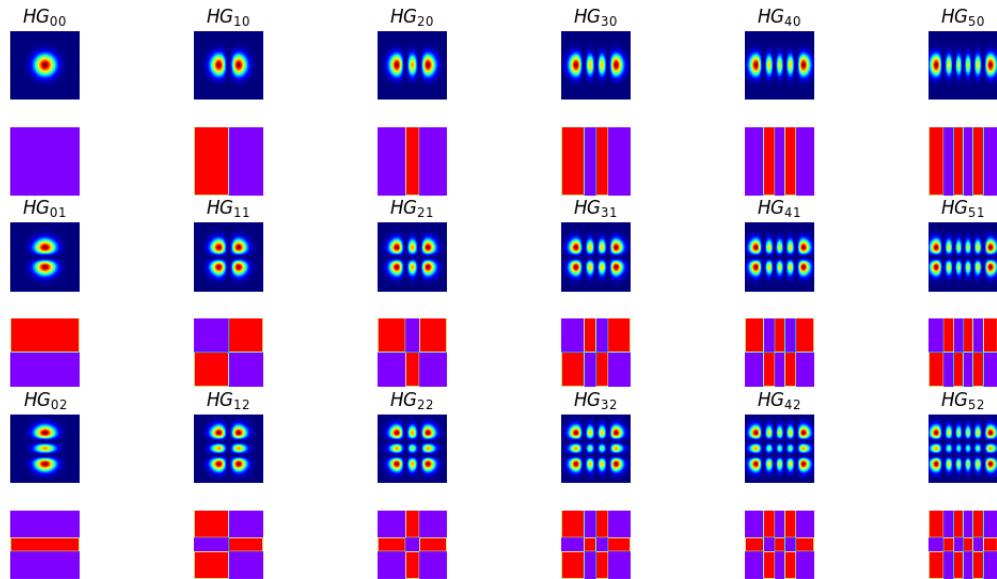


Рис.57 – Картина Моды Эрмита-Гаусса

7.7.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Gauss

7.8 Моды Лагерра-Гаусса

7.8.1 Картинка

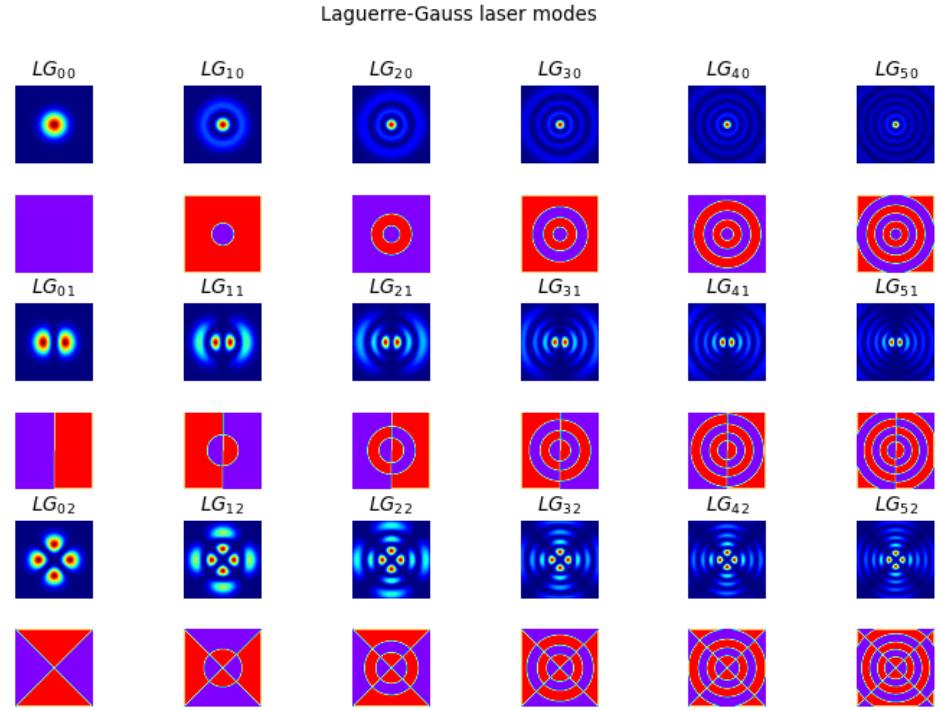


Рис.58 – Картинка Моды Лагерра-Гаусса

7.8.2 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_Gauss

7.9 Множественные прорези

7.9.1 Модель

В этом примере мы демонстрируем использование щелей в ряд. Таким способом можно сделать решетку. В пучке есть две длины волны, что демонстрирует использование решетки в качестве спектрометра. Интенсивности двух полей можно просто сложить после раздельного распространения. Экран:

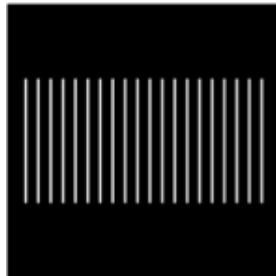


Рис.59 – Экран модели Множественные прорези

7.9.2 Картина

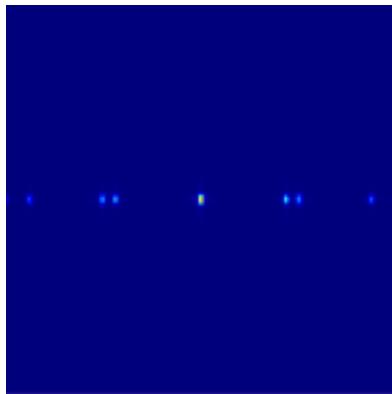


Рис.60 – Картина модели Множественные прорези

7.9.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_MultiSlit

7.10 Множественные отверстия

7.10.1 Модель

В этом примере мы демонстрируем использование ряда отверстий. Таким способом можно сделать решетку. В пучке есть две длины волн, что демонстрирует использование решетки в качестве спектрометра. Интенсивности двух полей можно просто сложить после раздельного распространения. Экран:



Рис.61 – Экран модели Множественные отверстия

7.10.2 Картин

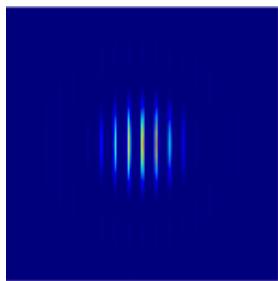


Рис.62 – Картина модели Множественные отверстия

7.10.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_MultiHole

7.11 Датчик Шака Хартмана

7.11.1 Модель

Датчик Шака Хартмана - это прибор для измерения фазового распределения волнового фронта.

Экран:

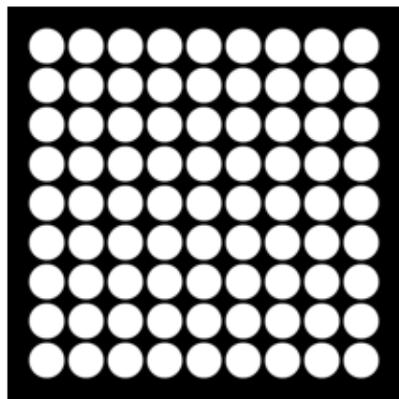


Рис.63 – Модель Шака Хартмана

7.11.2 Картинка

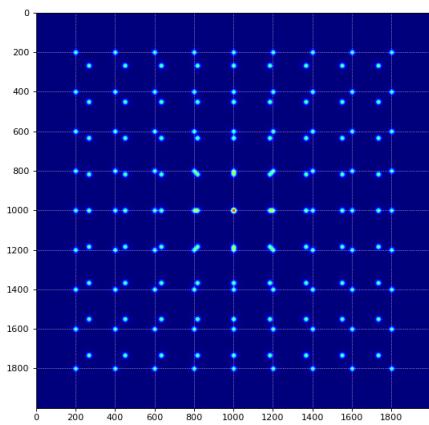


Рис. 64 – Картина с аберрацией Зернике-дефокусировки

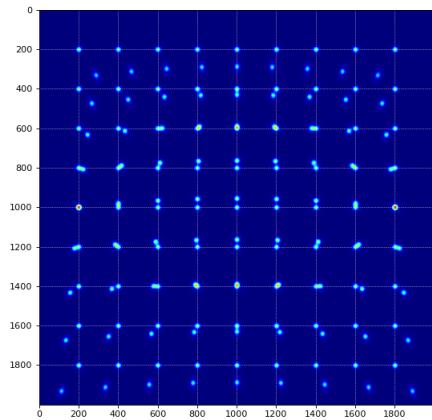


Рис. 65 – При аберрации вертикальной

7.11.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_MultiHole

7.12 Две непараллельные прорези, вер.1

7.12.1 Модель

Экран:

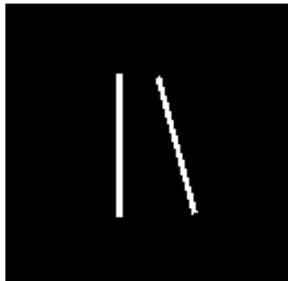


Рис.66 – Модель Две непараллельные прорези, вер.1

7.12.2 Картина

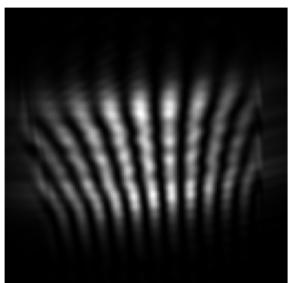


Рис.67 – Картина Две непараллельные прорези, вер.1

7.12.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_TwoSlitsTilts

7.13 Две непараллельные прорези, вер.2

7.13.1 Модель

Экран:

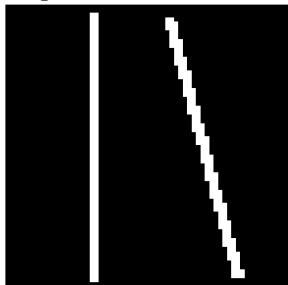


Рис.68 – Модель Две непараллельные прорези, вер.2

7.13.2 Картина

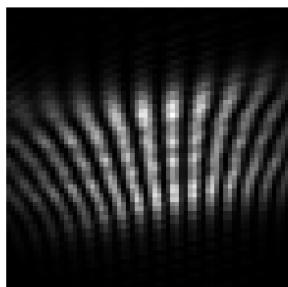


Рис.69 – Модель Две непараллельные прорези, вер.2

7.13.3 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_TwoSlitsTilts2

7.14 Интерферометр Маха-Зендера

7.14.1 Картина

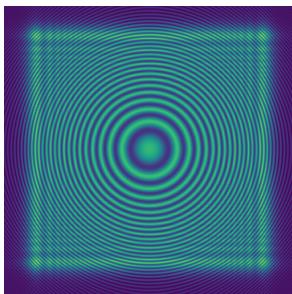


Рис.70 – Картина Интерферометр Маха-Зендера

7.14.2 Исходный код

Исходный код размещен в открытом доступе на GitHub: https://github.com/juhnowski/qc_MachZender

7.15 Заключение

В заключении этой главы, стоит отметить, что был продемонстрирован достаточно богатый инструмент для моделирования волновых эффектов. Поскольку квантовые объекты представляются волновыми функциями, то мы теоретически может вычислить конфигурации различных оптических систем и сравнить их с экспериментальными результатами. Причем, не стоит игнорировать шум [13], поскольку в нем могут скрываться характерные картины, которые мы не смоделировали и тем самым, поправить математическую модель.

Глава 8

Подведение итогов

8.1 Результаты исследования

Были рассмотрены:

- альфа-частицы - возможность использования в мобильных, персональных устройствах;
- нейтроны - реакторная инфраструктура (реактор, биологическая защита, бассейн выдержки, хранилище отработанного ядерного топлива)
- заряженные частицы - реакторная инфраструктура, лаборатории для работы с источниками ионизационного излучения
- гамма излучение - как полезная нагрузка в инфраструктуре гаммалазера

Были построены компьютерные модели, численно моделирующие интерференционные картины

Теоретически была продемонстрирована возможность создания квантового компьютера на частицах ядерного реактора.

Были приведены варианты построения квантового компьютера на различных частицах и возможные варианты использования.

Предложены лабораторные стенды для прототипирования квантовых компьютерах на различных частицах.

Подготовлены для дальнейшей инженерной работы основные теоретические зависимости и компьютерные модели.

8.2 Выводы

По результатам проведенной исследовательской работы, можно заключить следующие выводы:

1. На частицах источников ионизирующего излучения возможно построение квантовых операторов, а значит и квантового компьютера.
2. Возможна минимизация квантового компьютера за счет применения альфа-излучения.
3. Возможна минимизация энергопотребления квантового компьютера - так как источники излучения не потребляют энергии из вне, а процессы не требуют узбокого охлаждения.
4. Когерентность источника не является обязательной, поскольку квантовый алгоритм Дойча работает на одном кванте.
5. Перспективно рассмотреть возможность квантового компьютера на ускорителях, поскольку некоторые эффекты (например радужное сияние), требуют разгона частиц. Также, на ускорителях мы можем изучить возможность построения квантовых компьютеров на фундаментальных частицах и их производных. В этом случае мы существенно расширим ансамбль квантовых состояний, а значит и кубитность.
6. Перспективна работа над эскизным проектом нейтронного квантового компьютера, в формфакторе ТВС для интеграции с экосистемой ядерного топливного цикла(Ядерный реактор, бассейн выдердки, хранилище отработанного ядерного топлива)
7. Перспективна работа над эскизным проектом альфа квантового компьютера, в качестве сопроцессора МЦСТ "Эльбрус"
8. Перспективна работа над эскизным проектом гамма квантового компьютера, особенно при появлении в перспективе гамма-лазера
9. Перспективна работа над эскизным проектом квантового компьютера на заряженных частицах, в формфакторе ТВС
10. Перспективна работа над эскизным проектом интерфейсов передачи результатов расчетов от квантового компьютера классическому на основе эффекта Лаймона при использовании Гелий-3.
11. Для экспериментального подтверждение теоретических выводов необходимо получение гранта, средства которого пойдут на построение стендов (1 млн.руб.), закупку расходников, заработную плату.

Литература

- [1] Сысоев С.С., Санкт-Петербургский государственный университет — Квантовые вычисления (Quantum computing) — <https://www.coursera.org/learn/kvantovyye-vychisleniya> — 2020,
- [2] Martin Pohl, Anna Sfyrla, Mercedes Paniccia, Университет Женевы — Particle Physics: an Introduction. — <https://www.coursera.org/learn/particle-physics/> — 2020
- [3] Alan K. Thompson, Michael A. Coplan, John W. Cooper, Patrick P. Hughes, Robert E. Vest, Charles Clark — Observation of the $^3\text{He}(n, tp)$ Reaction by Detection of Far-Ultraviolet Radiation <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4654066/> Published online 2008 Apr 1. doi: 10.6028/jres.113.006
- [4] Alan K. Thompson, Michael A. Coplan, John W. Cooper, Patrick P. Hughes, Robert E. Vest, Charles Clark —The Detection of Lyman Alpha Radiation Formed by the Slowing Down of Protons and Tritons Produced by the ^3He (n, tp) Reaction—A Model Study <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC4646570/> — Published online 2009 Jun 1. doi: 10.6028/jres.114.012
- [5] А.И.Хизер, Ю.А.Бережной, В.В.Пилипенко — Квантовая интерференция и ядерная оптика — 2000, Харьковский государственный университет, Харьков, Украина
- [6] Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. — М.: Наука, 1972. — 670 с.
- [7] Воронин В.В. Нейтронная оптика и динамическая дифракция нейтронов в кристаллах без центра симметрии. - РФФИ – 2002г. Номер гранта 02-02-17042
- [8] Д.А.Кузьмин, Ю.А.Толмачёв Форма аппаратной функции процедуры восстановления изображения точечного объекта в нейтронной голограммии по схеме внутреннего источника – Вестник Санкт-Петербургского университета – Сеп.4 2009 Вып.1, стр.18-26
- [9] Sur B., Rogge R. B., Hammond R. P., Anghel V. N. P., Katsaras J. Atomic structureholography using thermal neutrons // Nature. 2001. Vol. 414. P. 525–527.

- [10] Пастор А. А., Толмачёв Ю. А., Шарков И. Г. Опознавание образов как метод анализа голограмм сложных молекул // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 4: Физика, химия. Вып. 1. 2004. С. 82–90.
- [11] Frank L Pedrotti, Leno M Pedrotti , Leno S Pedrotti Introduction to Optics (3rd Edition) – Pearson; 3rd Edition (April 17, 2006)
- [12] Котляр В. В., Алмазов А. А., Хонина С. Н. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ СВЕТОВОЙ ПУЧОК ГАУССА-ЛАГЕРРА – Институт систем обработки изображений РАН, Самарский государственный аэрокосмический университет – 2005
- [13] Philip Ball Putting quantum noise to work – <https://physicsworld.com/a/putting-quantum-noise-to-work/> – 18 Sep 2018
- [14] <https://www.kaggle.com/ashishpatel26/quantum-computing-introduction-using-python>
- [15] Соловьев Владимир Михайлович КВАНТОВЫЕ КОМПЬЮТЕРЫ И КВАНТОВЫЕ АЛГОРИТМЫ. Часть 1. КВАНТОВЫЕ КОМПЬЮТЕРЫ – Известия Саратовского университета – 2015
- [16] Л.И.Сарычева Введение в физику микромира. Физика частиц и ядер. – URSS, М.-2012
- [17] Bogdanov U. I., Kokin A. A., Lukichev V. F., Orlikovskij A. A., Semenihin I. A., Chernavskij A. U. – Quantum mechanics and the development of information technology. Information technologies and computer systems, 2012, no. 1, pp. 17–31 (in Russian) Closing in on quantum computing. [http://www.wired.com/2014/10/quantum-computing-close\(accessed23,June,2015\)](http://www.wired.com/2014/10/quantum-computing-close(accessed23,June,2015))
- [18] Lloyd S. Programming universe. A quantum computer science and the future. Moscow, Alpina non-fiction, 2014
- [19] Valiev K. A. Quantum computers and quantumcomputing. Successes of physical sciences, 2005, vol. 175, no. 1
- [20] Smale S. On the problems of computational complexity. Mathematical education. Moscow, MCN-TO, 2000, Ser. 3, iss. 4, pp. 115–119.
- [21] Shor P. W. Polynomial-Time Algorithms for PrimeFactorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. 1996. arXiv: quant-ph/9508027. 28 p.
- [22] Nielsen M., Chuang I. Quantum Computation and Quantum Information. 10th Anniversary Edition. Cambridge Univ. Press, 2010, 698 p.
- [23] Rieffe E. G., Polak W. H. Quantum computing:a gentle introduction. Scientific and Engineering Computation. MIT Press, 2011, 389 p.

- [24] Belinskij A. V. Quantum nonlocality and the absence of a priori values for measurable quantities in experiments with photons. Successes of physical sciences, 2003, vol. 173, no. 8, pp. 905–909.
- [25] Bouwmeester D., Ekert F., Zeilinger A. The Physics of Quantum Information. Springer, 2000, 315 p.
- [26] Menskij M. B. Quantum measurement and decoherence. Models and phenomenology: Trans. from English. Moscow, Fizmatlit, 2001, 232 p.
- [27] Preskill J. Quantum information and quantum computation. Vol. 2. Moscow, Izhevsk, SIC «Regular and Chaotic Dynamics», Institute of Computer Science, 2011, 312 p.
- [28] Algebraic and Number Theoretic Algorithms. Available at: <http://math.nist.gov/quantum/zoo/> (accessed 23, June, 2015).
- [29] Venegas-Andraca S. E. Quantum Walks for Computer Scientists. Synthesis Lectures on Quantum Computing. Morgan Claypool, 2008, 133 p.
- [30] Kastrenakes Jacob. Researchers smash through quantum computer storage record. Available at: <http://www.theverge.com/2013/11/14/5104668/qubits-stored-for-39-minutes-quantum-computer-new-record> (accessed 23, June, 2015).
- [31] Kelly J. State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit. Nature, Macmillan Publ. Ltd., 2015, vol. 519, pp. 66–69. Информатика 477
- [32] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)