

ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И.В.КУРЧАТОВА

На правах рукописи

УДК 539.125.5

СТРЕШЕТОВ Александр Николаевич

ФОРМИРОВАНИЕ И РЕГИСТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ
В НЕЙТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Д и с с е р т а ц и я
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель –
д.ф.-м.н., ст.научн.сотр.
ФРАНК А.И.

Москва – 1991

СОДЕРЖАНИЕ.

| | |
|---|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 5 |
| ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ..... | 11 |
| § 1.1. Элементы оптики УХН..... | 11 |
| § 1.2. Оптические элементы для фокусировки нейтронов..... | 14 |
| § 1.3. Роль гравитационного поля Земли..... | 18 |
| § 1.4. Сложные ахроматизированные оптические системы..... | 19 |
| § 1.5. Оптическая система без ахроматизации..... | 26 |
| § 1.6. Геометрические гравитационные аберрации..... | 26 |
| ГЛАВА 2. МАТРИЧНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ И ПРОБЛЕМА ХРОМАТИЗМА..... | 29 |
| § 2.1. Методы расчета нейтронно-оптических систем..... | 29 |
| § 2.2. Матричный способ расчета нейтронно-оптических систем с произвольно ориентированной оптической осью..... | 30 |
| § 2.3. Расчет простой нейтронно-оптической системы. Проблема хроматизма..... | 34 |
| § 2.4. Четырехзеркальная нейтронно-оптическая система..... | 38 |
| § 2.5. Микроскоп А.Штайерла..... | 41 |
| § 2.6. Нейтронно-оптические системы с горизонтальной оптической осью..... | 43 |
| § 2.7. Расчет нейтронно-оптических систем, состоящих из апланатических элементов..... | 45 |
| § 2.8. Основные результаты главы..... | 46 |

| | |
|---|----|
| ГЛАВА 3. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ АБЕРРАЦИИ. НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП С АПЛАНАТИЧЕСКИМ ОБЪЕКТИВОМ..... | 47 |
| § 3.1. Геометрические aberrации в нейтронно-оптических системах с вертикальной оптической осью..... | 47 |
| § 3.2. Геометрические aberrации в нейтронно-оптических системах с горизонтальной оптической осью..... | 49 |
| § 3.3. Способ расчета апланатических нейтронно-оптических систем..... | 50 |
| § 3.4. Нейтронный микроскоп с апланатическим объективом..... | 54 |
| § 3.5. Возможности улучшения бисферической нейтронно-оптической системы [13]..... | 55 |
| § 3.6. Основные результаты главы..... | 56 |
| ГЛАВА 4. НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП С МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ЗЕМЛИ..... | 57 |
| § 4.1. Компенсация гравитационной силы неоднородным магнитным полем..... | 57 |
| § 4.2. Нейтронно-оптическая система в неоднородном магнитном поле..... | 60 |
| § 4.3. Расчет нейтронного микроскопа с магнитной компенсацией поля тяжести..... | 63 |
| § 4.4. Основные результаты главы..... | 67 |
| ГЛАВА 5. ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП..... | 68 |
| § 5.1. Компенсация гравитационного смещения в горизонтальных схемах (параксиальный расчет)..... | 68 |
| § 5.2. Оборачивающие зеркала как компенсирующий элемент..... | 68 |
| § 5.3. Геометрические гравитационные aberrации пролетного участка..... | 74 |
| § 5.4. Потраекторный расчет горизонтального нейтронного микроскопа..... | 76 |

| | |
|---|-----|
| § 5.6. Возможности улучшения оптической схемы горизонтального микроскопа..... | 83 |
| § 5.7. Основные результаты главы..... | 92 |
| ГЛАВА 6. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ В НЕЙТРОННОМ МИКРОСКОПЕ..... | 93 |
| § 6.1. Координатно-чувствительные детекторы излучений..... | 93 |
| § 6.2. Принцип работы детектора..... | 96 |
| § 6.3. Детектор открытого типа..... | 97 |
| § 6.4. Детектор сцинтилляционного типа с квадрантным анодом..... | 101 |
| § 6.5. Детектор с анодом в виде клиньев и полос..... | 109 |
| § 6.6. Измерительно-вычислительная система..... | 126 |
| § 6.7. Основные результаты главы..... | 129 |
| ГЛАВА 7. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ..... | 130 |
| § 7.1. Краткое описание конструкции микроскопа..... | 130 |
| § 7.2. Эксперименты по регистрации позиционно-чувствительным детектором нейтронов изображений в горизонтальном нейтронном микроскопе..... | 132 |
| § 7.3. Обсуждение результатов экспериментов..... | 139 |
| § 7.4. Основные результаты главы..... | 142 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ..... | 144 |
| ЛИТЕРАТУРА..... | 149 |

ВВЕДЕНИЕ.

Нейтронная оптика вот уже несколько десятилетий является одним из мощных методов исследования вещества. Бурное развитие нейтронно-оптических методов обусловлено несколькими причинами.

Во-первых, длина волны наиболее доступных для эксперимента тепловых нейтронов близка к размерам межатомных расстояний, поэтому в рассеянии тепловых нейтронов большую роль играют волновые процессы, в частности, дифракция и интерференция нейтронных волн. Это позволяет исследовать структуру конденсированного вещества дифракционными методами и предоставляет большие методические возможности для анализа длины волны и энергии рассеянных нейтронов.

Во-вторых, энергия тепловых нейтронов близка по порядку величины к характерным энергиям теплового движения атомов вещества и энергии коллективных возбуждений в конденсированном веществе. Таким образом, при рассеянии нейтронов можно получить богатую информацию о динамике вещества.

В-третьих, благодаря электрической нейтральности нейтронная волна слабо поглощается веществом. Поэтому ядерное взаимодействие (наряду с магнитным) в большинстве случаев является доминирующим, и именно оно определяет основные нейтронно-оптические свойства вещества. В то же время, наличие магнитного момента у нейтрона делает нейтронно-оптические методы чувствительными к магнитной структуре вещества.

В-четвертых, нейтроны достаточно "дешевы", и современные нейтронные источники обеспечивают значительные потоки нейтронов различного спектрального состава.

Закон дисперсии нейтронной волны в веществе достаточно прост.

$$k_1^2 = k_0^2 - 4 \cdot \pi \cdot \sum_i N_i \cdot b_i. \quad (1)$$

где k_1 и k_0 - соответственно волновые числа нейтрона в веществе и вакууме, l - сорт ядра-рассеивателя, N_l - плотность рассеивателей (ядер) в единице объема вещества, а b_l - длина рассеяния l -м ядром.

Введя понятие показателя преломления, как отношение волновых чисел в веществе и вакууме, из (1) легко получить более привычную формулу:

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \cdot \sum_l \frac{N_l \cdot b_l}{\pi}, \quad (2)$$

записанную в виде, близком к тому, в котором ее получил Э.Ферми [1]. Закон дисперсии (1) совпадает с решением уравнения Шредингера для случая прохождения (и отражения) частицы над потенциальным барьером, поэтому, описывая взаимодействие нейтронов с веществом, говорят об оптическом потенциале среды, определяемом усредненной суммой амплитуд рассеяния входящих в вещество ядер. Таким образом, можно утверждать, что оптические свойства вещества зависят от его ядерного состава. Для большинства веществ длина рассеяния b положительна, и показатель преломления меньше единицы. В случае тепловых нейтронов это отличие очень невелико и $n-1 \approx 10^{-6}$. Однако с ростом длины волны λ это отличие увеличивается.

Одной из очень важных особенностей "потенциального" закона дисперсии является его инвариантность по отношению к тангенциальной компоненте волнового числа. Выражения (1) и (2) остаются справедливыми, если в них под волновыми числами подразумевать только нормальные их компоненты k_z (при этом $\lambda = 2\pi/k_z$). Поскольку при малых углах падения нормальная компонента импульса может быть сколь угодно мала, а соответствующая ей длина волны λ велика, то, как видно из (2), при некоторой $\lambda = \lambda_{гр}$, где

$$\lambda_{\text{гр}} = \left[\sum \frac{\pi}{N_l \cdot b_l} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

квадрат показателя преломления в (2) становится отрицательным. Этот случай отвечает полному внешнему отражению от поверхности вещества при наклонном падении. На возможность этого явления впервые обратил внимание Э.Ферми. Существование полного отражения было экспериментально установлено в 1946 г. [1-3]. Много позже оно было использовано в экспериментальной технике при создании протяженных зеркальных систем - нейтроноводов для транспортировки нейтронов на значительные (в сотни метров) расстояния.

В 1948 г. Ахиезер и Померанчук [4] предложили использовать ферромагнитные намагниченные зеркала для эффективной поляризации нейтронов. Это предложение было реализовано Юзом [5] и теперь также прочно вошло в экспериментальную технику.

Я.Б.Зельдович в 1959 г. [6] обратил внимание, что для совсем медленных нейтронов условие полного отражения выполняется не для нормальной компоненты волнового числа, а для всего волнового числа. Такие нейтроны должны испытывать полное отражение при нормальном падении, и они были названы ультрахолодными (УХН). В максвелловском спектре скоростей нейтронов из реактора присутствуют в принципе нейтроны со сколь угодно большими длинами волн, в том числе и УХН.

Благодаря работам Ф.Л.Шапиро с сотрудниками [7] УХН были открыты, а основные их свойства, предсказанные Я.Б.Зельдовичем, подтверждены [8]. С этого момента нейтронная оптика приобрела некоторые новые черты. В 1972 г. И.М.Франк предложил использовать полное отражение УХН от зеркал для создания фокусирующих элементов нейтронного микроскопа [9]. В этой же работе обращалось внимание на то обстоятельство, что малая энергия УХН делает значительным влияние на их движение силы тяжести Земли. В результате их траектории, в

отличие от световых лучей, всегда не прямолинейны, а оптическая система на УХН должна, вообще говоря, обладать специфическими гравитационными аберрациями.

Первые шаги на пути к созданию нейтронного микроскопа были сделаны в работах А.Штайерла с сотрудниками [10-11] и в работах группы ИАЭ им. М.В.Курчатова [12-13]. В этих экспериментах было получено нейтронное изображение с использованием специального зонного зеркала, а затем и довольно сложной многозеркальной оптической системы. Несомненно, что эти пионерские работы имели большое значение, однако до настоящего микроскопа, казалось, было еще очень далеко. Полученное увеличение составляло несколько крат, оптическое разрешение по порядку величины составляло 0.1 мм, а структура изображения анализировалась путем механического сканирования щелью.

Цель настоящей работы, выполненной в 1984 - 1990 гг., состояла в поиске путей создания нейтронного микроскопа, имея в виду, что первоначальное подтверждение концепции зеркального микроскопа было осуществлено. Предстояло развить методы расчета оптических систем для УХН с учетом силы тяжести, понять природу основных гравитационных аберраций, найти пути их компенсации, и определить оптическую схему возможного нейтронного микроскопа.

Актуальность этих задач диктовалась самим состоянием проблемы, в частности, обилием нерешенных в принципе вопросов, стоящих на пути к нейтронному микроскопу. Кроме того, в научном общественном мнении укреплялась надежда, что нейтронный микроскоп может в будущем стать уникальным методом исследования вещества.

Можно утверждать, что основные задачи, сформулированные выше, были решены. В дальнейшем работа была продолжена в направлении создания детекторно-измерительной системы для регистрации

нейтронного изображения в нейтронном микроскопе, к созданию которого приступала в то время группа ИАЭ и Ленинградского института точной механики и оптики.

На защиту выносятся:

1. Теоретический анализ гравитационных aberrаций в нейтронно-оптических системах [45-46, 61-62, 70-71, 74, 100].
2. Проект нейтронного микроскопа с апланатическим объективом с разрешением лучше 4 мкм [70-71].
3. Проект нейтронного микроскопа с магнитной компенсацией гравитации в области объектива с разрешением лучше 0.3 мкм [61].
4. Оптическая схема нейтронного микроскопа с горизонтальным ходом лучей и обратной системой с разрешением лучше 6 мкм [62].
5. Низкофоновые позиционно-чувствительные детекторы УХН с автоматизированной измерительной системой для регистрации изображения в нейтронном микроскопе [97].
6. Применение позиционно-чувствительного детектора УХН [97] в нейтронной микроскопии и результаты проведенных с его помощью полных испытаний схемы горизонтального нейтронного микроскопа [46-47].

Работа состоит из введения, семи глав и заключения, содержит 73 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 102 наименования. Общий объем работы 156 страниц.

В первой главе дается краткий обзор современного состояния приборной нейтронной оптики. Во второй главе предлагается матричный метод расчета нейтронно-оптических систем с произвольно ориентированной оптической осью. Получены условия ахроматизации изображения как по положению, так и по увеличению. Третья глава посвящена анализу геометрических гравитационных aberrаций. Предлагается алгоритм вычисления формы поверхности зеркал объектива нейтронного микроскопа, свободного от геометрических aberrаций.

Дается конкретный пример рассчитанного устройства. В четвертой главе доказывается теорема о хроматизме увеличения. Предлагается нейтронный микроскоп с магнитной компенсацией силы тяжести Земли только в области объектива. Пятая глава посвящена подробному описанию расчетов предложенного нейтронного микроскопа с оборотной системой и горизонтальным ходом нейтронных лучей. В шестой главе описаны эксперименты по поиску оптимальной схемы позиционно-чувствительного детектора ультрахолодных нейтронов. Заключительная седьмая глава посвящена экспериментам с горизонтальным микроскопом. Получены первые изображения простых объектов. Продемонстрировано, что устройство может давать увеличенное изображение достаточно сложного двумерного объекта.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

ГЛАВА 1.

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ.

В настоящей главе будет рассмотрено современное состояние проблемы формирования и регистрации нейтронного изображения, имея ввиду прежде всего связь имеющихся экспериментов с потребностями нейтронной микроскопии.

§ 1.1. Элементы оптики УХН.

Поскольку оптические свойства среды определяются усредненным значением амплитуды рассеяния (см. (2)), то нейтронно-микроскопические методы могут оказаться полезными при изучении объектов, имеющих фрагменты с относительно близким, хотя и различающимся, химическим или изотопным составом. Дело в том, что амплитуда рассеяния нейтронной волны не связана очевидным образом с атомным номером соответствующего ядра, поэтому даже близкие изотопы могут рассеивать нейтроны существенно по-разному. Наиболее ярким примером являются изотопы водорода, имеющие различный знак амплитуды рассеяния. Особенно чувствительными к оптическим свойствам среды являются так называемые ультрахолодные нейтроны (УХН) ($v < 10$ м/с) [8,14-17]. Подробное описание других нейтронно-физических методов исследования вещества имеется в работах [18-20].

Нейтронная волна рассеивается отдельными ядрами и вызывает расходящиеся от ядер сферические волны. Фазы сферических волн коррелированы с фазой падающей волны. Сферические волны могут возбуждаться не только первичной волной, но и вторичными рассеянными. При этом в веществе возникает довольно сложная волновая картина. Ее детали исследуются методами теории многократного рассеяния волн [21-24]. Однако, решение такой задачи с хорошей

точностью совпадает с решением задачи об отражении частицы от прямоугольного потенциального барьера [18]

$$U_{\text{яд}} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot \pi \cdot m} \cdot N \cdot b, \quad (1.1)$$

здесь m - масса нейтрона, N - плотность ядер вещества, b - длина когерентного рассеяния нейтрона. Если пользоваться оптической терминологией, то взаимодействие волны с таким потенциалом можно описать, определив показатель преломления n для среды:

$$n^2 = \frac{k^2}{k_0^2} = \frac{E_0 - U_{\text{яд}}}{E_0} = 1 - \lambda^2 \cdot \frac{N \cdot b}{\pi}, \quad (1.2)$$

здесь k , k_0 - волновые числа нейтрона в среде и вне ее; $E_0 = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m} \cdot k_0^2$ - энергия частицы вне среды; $\lambda = \frac{\hbar}{m \cdot v}$ - длина волны де-Бройля нейтрона [18]. Учет некогерентного рассеяния и поглощения приводит к появлению комплексных величин.

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \cdot N \cdot (b' + i \cdot b'') / \pi. \quad (1.3)$$

При этом показатель преломления тоже комплексный

$$n = n' + i \cdot n''. \quad (1.4)$$

Так же как и в обычной оптике, имеет место отражение, преломление и поглощение. Амплитуды волн определяются формулами, аналогичными формулам Френеля. Даже если среда идеально прозрачна, а направление падающей и прошедшей волн совпадают, то прошедшая волна все равно будет отлична от падающей. Помимо изменения ее интенсивности из-за отражения она приобретет дополнительный сдвиг фаз относительно первичной.

$$\Delta\phi = k \cdot d \cdot (n-1), \quad (1.5)$$

где d - толщина образца. Если в среде имеется магнитное поле, то формула (1.1) принципиально не меняется. К потенциалу (1.1) необходимо прибавить или отнять (в зависимости от ориентации магнитного момента нейтрона относительно магнитного поля) энергию взаимодействия нейтрона с магнитным полем. В этом случае

$$U = U_{\text{яд}} + U_{\text{mag}} = \frac{\hbar^2}{2 \cdot \pi \cdot m} \cdot N \cdot b \pm \mu \cdot B, \quad (1.6)$$

где μ - магнитный момент нейтрона, B - магнитная индукция в веществе.

Исходя из потребностей нейтронной микроскопии, знание связи состава среды и ее нейтронно-оптических свойств необходимо с двух точек зрения. Во-первых, зная, как объект с известными свойствами преобразует начальную волну, можно решать обратную задачу, то есть, судить о свойствах объекта, в том числе магнитных, по особенностям нейтронного изображения. Особенно полезно, если информация носит двумерный характер (изображение объекта в нейтронно-оптической системе). С другой стороны, знание свойств среды (показатель преломления, коэффициент отражения и т.д.) позволяет достаточно обоснованно подходить к проблеме создания нейтронно-оптических элементов и строить оптические системы, способные формировать нейтронные изображения.

Как видно из формулы (1.3), показатель преломления наибольшим образом отличается от 1 для ультрахолодных нейтронов, поскольку величина $n-1$ растет квадратично с длиной волны. Соответственно при увеличении длины волны усиливается зависимость показателя преломления от состава среды. Поскольку все оптические методы основаны так или иначе именно на этой зависимости, то можно полагать, что наибольший контраст нейтронного изображения можно достигнуть при использовании именно ультрахолодных нейтронов. Кроме того, по этой же причине для УХН проще сделать фокусирующие оптические элементы. Следовательно, с обеих точек зрения в нейтронной микроскопии выгодно использовать ультрахолодные нейтроны.

§ 1.2. Оптические элементы для фокусировки нейтронов.

Основу любой нейтронно-оптической системы составляют оптические элементы, способные фокусировать нейтронные волны. Из формулы (1.6) следует, что для их создания можно использовать взаимодействие нейтрона как с магнитным полем, так и с ядерным веществом. Коротко перечислим известные и возможные нейтронно-оптические элементы.

а) Магнитная линза.

Направление распространения нейтронной волны можно изменять неоднородным магнитным полем. Пройдя область магнитного поля, нейтрон получит некоторое приращение импульса. Сила F , действующая на нейтрон, определяется только градиентом поля и не зависит от энергии нейтрона. Однако, угол φ поворота нейтронной траектории определяется отношением дополнительного импульса P_{\perp} , связанного с действием магнитной силы, к начальному импульсу нейтрона P . Поэтому нейтроны различных скоростей отклонятся полем на различные углы. Действительно,

$$P_{\perp} \propto F \cdot \Delta t \propto F \cdot l/v, \quad (1.7)$$

где Δt - время, l - размер магнитной системы. Отсюда

$$\varphi = \frac{P_{\perp}}{P} \propto \frac{F \cdot l}{v^2} \propto v^{-2} \quad (1.8)$$

Соответственно, оптическая сила магнитной линзы зависит от квадрата длины волны. В оптике зависимость оптических свойств от длины волны называют хроматизмом. Следовательно, можно утверждать, что магнитные системы обладают хроматизмом или хроматическими искажениями (абберациями). Этот же вывод непосредственно следует из вида показателя преломления для нейтронной волны в магнитном поле.

$$n^2(\vec{r}, v) = \frac{k^2(\vec{r})}{k^2(\vec{r}_0)} = \frac{E_0 - U_{\text{маг}}}{E_0} = 1 - \frac{2}{m \cdot v^2(\vec{r}_0)} \cdot \vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}). \quad (1.9)$$

Здесь $v(\vec{r}_0)$ - скорость нейтрона в точке пространства, где $U_{\text{маг}}(\vec{r}_0) = 0$.

Эксперименты по магнитной фокусировке нейтронов отсутствуют, и имеются только предложения конкретных устройств. В частности, в работе [25] предлагается магнитная система на основе шестиполюсника для фокусировки ультрахолодных нейтронов (магнитная линза). Линза рассчитывалась для нейтронов со скоростями 2.3 м/с и имела фокусное расстояние порядка 2 метров.

б) Нейтронная линза из обычного вещества.

Отличие от единицы показателя преломления n , позволяет, как и в обычной оптике, конструировать нейтронные призмы и линзы. Такую возможность впервые обсуждал Ферми [26]. Материал линзы должен быть достаточно прозрачным для нейтронов. Так как показатель преломления зависит от λ^2 , то ядерная линза хроматична.

В настоящее время как призмы, так и линзы уже использовались для создания нейтронно-оптических приборов. Так в работе [27] описан нейтронный интерферометр для тепловых нейтронов с бипризмой Френеля. Призма была изготовлена из стекла. Показатель преломления для нейтронов отличался от единицы на величину порядка 10^{-5} , и для сведения пучка потребовалось расстояние в несколько метров.

Авторы работы [28-29] построили фокусирующую нейтронно-оптическую систему, главным элементом которой являлись две двояковогнутые кварцевые линзы (рис. 1.1). Общий размер установки 10 метров, расчетное увеличение было равно единице. Использовались нейтроны с длиной волны $\lambda = 2$ нм. Путем сканирования вспомогательной щелью удалось получить изображение щели шириной 50 мкм. Ширина на половине высоты распределения интенсивности составила 73 мкм. Прибор был создан и успешно использован для эксперимента по поиску электрического заряда нейтрона.

Отметим, что применение нейтронных линз и призм затруднено тем обстоятельством, что, как уже отмечалось, показатель преломления заметным образом отличается от единицы только в области УХН. Поэтому

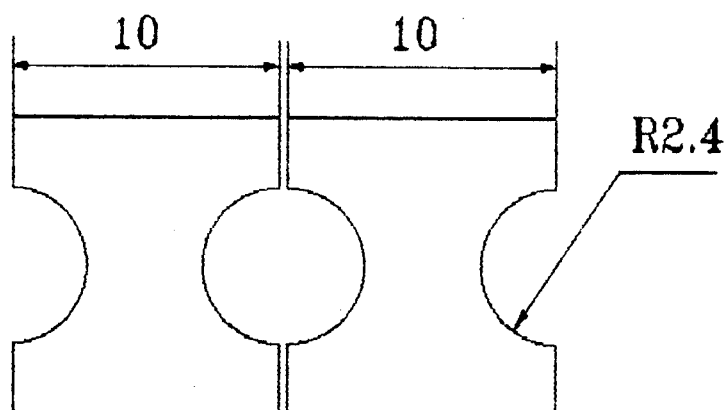


Рис. 1.1 Кварцевая билинза для фокусировки нейтронов [28,29].

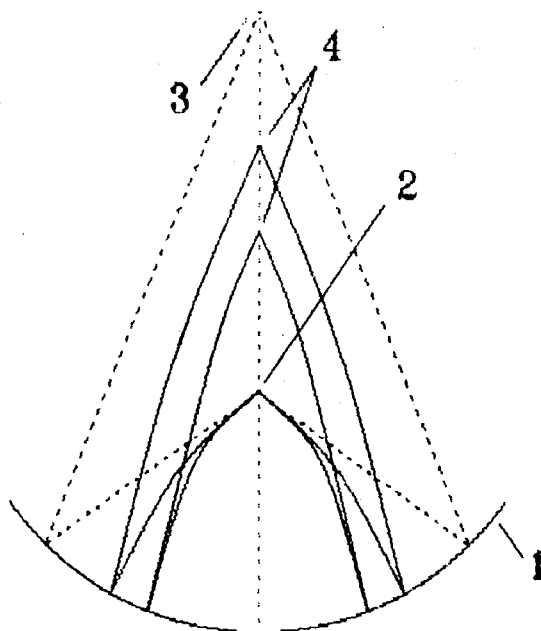


Рис. 1.2 Формирование изображения сферическим зеркалом. 1-зеркало, 2-точечный источник, 3-световое изображение, 4-нейтронные изображения. Ниже фокусируются нейтроны, имеющие меньшую скорость.

оптическая сила ядерной линзы для тепловых и холодных нейтронов невелика. С уменьшением же энергии нейтронов возрастает роль поглощения.

в) Зеркала для нейтронов.

Возможность отражения нейтронов от зеркал была показана в работах Э.Ферми [1-3], и нейтронные зеркала прочно вошли в экспериментальную технику. После работы Я.Б.Зельдовича и открытия УХН стало очевидным, что ультрахолодные нейтроны действительно испытывают полное отражение при всех углах падения. Вопросы отражения УХН подробно рассмотрены в работе [30]. В 1972 году И.М.Франк [9] предложил использовать сферическое зеркало для фокусировки ультрахолодных нейтронов. Не было оснований сомневаться, что отражение зеркально, и, следовательно, угол падения равен углу отражения для нейтронов любых энергий. (В работе [31] обращается внимание на то, что при отражении УХН возможно некоторое нарушение зеркальности. В [32] отмечена возможность поверхностного смещения нейтрона при отражении, что означает наличие небольших аберраций при отражении. Однако эти эффекты достаточно малы и не играют существенной роли в реальной приборной оптике УХН.) Таким образом, сами зеркала, в отличие от ранее рассмотренных элементов, ахроматичны. Возможно именно этим объясняется частое использование зеркал в нейтронно-оптических системах [12-13, 33-49].

г) Зонная пластина.

В нейтронной оптике, так же как и в обычной, для фокусировки можно использовать зонные пластинки [50-54]. Обычная амплитудная зонная пластина представляет собой некоторую структуру из чередующихся прозрачных и непрозрачных зон (полос). Расстояния d_i между прозрачными полосами должны быть такими, чтобы изменение фазы волн, прошедших через них от объекта до изображения, было кратным 2π , что является условием формирования изображения. Структура

пластины и длина волны определяют оптическую силу. Обычно полосы из поглощающих нейтроны материалов наносятся на слабопоглощающую основу (алюминий, кремний).

Светосилу зонной пластины можно повысить, если непрозрачные промежутки заменить на прозрачные, но сдвигающими фазу волны на π [50]. В работах [51-52] описаны эксперименты, в которых зонная пластина использовалась для фокусировки нейтронов с длиной волны 2 нм. Объектом являлась 50 мкм щель. Изображение анализировалось путем сканирования вспомогательной щелью. Ширина на полувысоте распределения оказалась равна 70 мкм.

Как и всякий дифракционный оптический элемент зонная пластинка хроматична. Ее фокусное расстояние обратно пропорционально длине волны ($f \propto \lambda^{-1}$). Кроме того, геометрический размер зонной пластинки определяется наименьшим расстоянием между соседними элементами ее структуры и ограничивается технологическими возможностями. Так, при расстоянии между крайними полосами порядка 1 мкм, диаметр зонной пластинки составит несколько миллиметров. Поэтому сделать прибор с большой апертурой достаточно сложно.

§ 1.3. Роль гравитационного поля Земли.

Говоря об оптике ультрахолодных нейтронов, особое внимание следует уделить проблеме гравитации. Сила тяжести оказывает особенно заметное влияние на движение таких нейтронов, что было отмечено И.М.Франком еще в 1972 г. [9]. Роль гравитации можно учесть, введя "гравитационный" показатель преломления [55]:

$$n^2(v_0, z) = \frac{k^2(z)}{k^2(z_0)} = 1 - \frac{2 \cdot g \cdot (z - z_0)}{v_0^2}, \quad (1.10)$$

здесь v_0 - скорость нейтрона на некоторой высоте $z = z_0$. Таким образом, нейтронно-оптическая система как бы погружена в среду с показателем преломления (1.10). Важно, что эта среда обладает

дисперсией, поэтому даже ахроматичные по своей природе зеркальные системы обладают хроматическими искажениями - абберациями. Так нейтроны, имеющие разные энергии, будут фокусироваться в различных точках на оси зеркала (рис. 1.2), при этом более медленные нейтроны сфокусируются ниже [9].

"Гравитационный" показатель преломления (1.10) при $z_1 = z_0 + \frac{v_0^2}{2 \cdot g}$ обращается в 0, то есть, при $z > z_1$ распространение нейтронной волны невозможно, и имеет место отражение в гравитационном поле.

§ 1.4. Сложные ахроматизированные оптические системы.

Характер зависимости фокусного расстояния от длины волны $f(\lambda)$ различен для рассмотренных выше оптических элементов. Различным может быть и знак производной $\partial f / \partial \lambda$. Поэтому, комбинируя разные фокусирующие элементы, можно попытаться ахроматизировать систему в целом.

а) Зонное зеркало.

Для вогнутого зеркала при отражении нейтронов вниз фокусное расстояние f пропорционально λ^2 , что связано с действием силы тяжести, а производная $\partial f / \partial \lambda$ пропорциональна λ . В то же время, собственно для зонной пластины (без учета силы тяжести) $f \propto \lambda^{-1}$ и $\partial f / \partial \lambda \propto -\lambda^{-2}$. Поскольку знаки производных различны, то, комбинируя зонную пластину со сферическим зеркалом, можно добиться вблизи некоторого значения λ_0 выполнения условия $\partial f / \partial \lambda = 0$. Система, таким образом, окажется ахроматизирована в первом порядке вблизи λ_0 . Эта идея была предложена в работе [10] и вскоре осуществлена [11]. Зонная структура была приготовлена непосредственно на поверхности зеркала, и оптический элемент был назван зонным зеркалом (рис. 1.3). С его помощью авторы получили изображение щели $2 \times 6 \text{ мм}^2$ с увеличениями 1^{\times} , 3^{\times} и 6^{\times} . Анализ изображения проводился путем

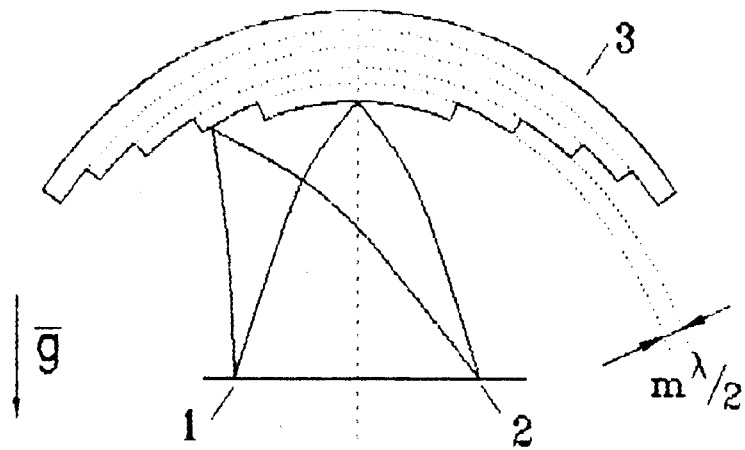


Рис. 1.3 Зонное зеркало [11]. 1-объект, 2-изображение, 3-зеркало.

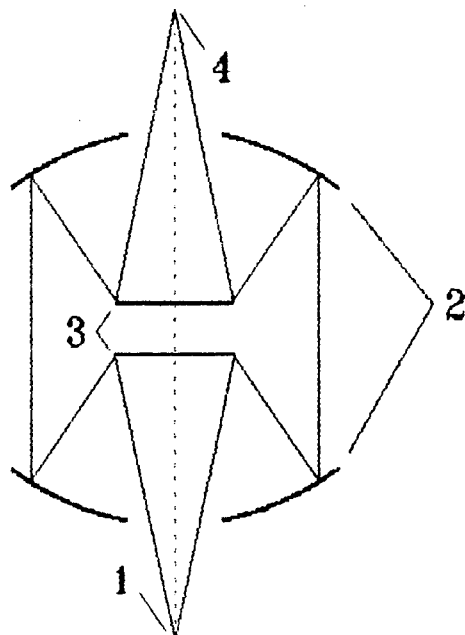


Рис. 1.5 Ахроматизированная по положению нейтронно-оптическая система [12,40,41]. 1-объект, 2-сферические зеркала, 3-плоские зеркала, 4-нейтронное изображение.

сканирования плоскости изображения анализирующей щелью. В результате было получено распределение скорости счета от координаты, хорошо согласующееся с расчетным.

б) Сочетание зеркала и линзы.

Недавно для компенсации хроматизма в гравитационном поле было предложено нанести на сферическое зеркало ядерную линзу из алюминия [56]. При этом хроматические aberrации должны уменьшиться на порядок величины.

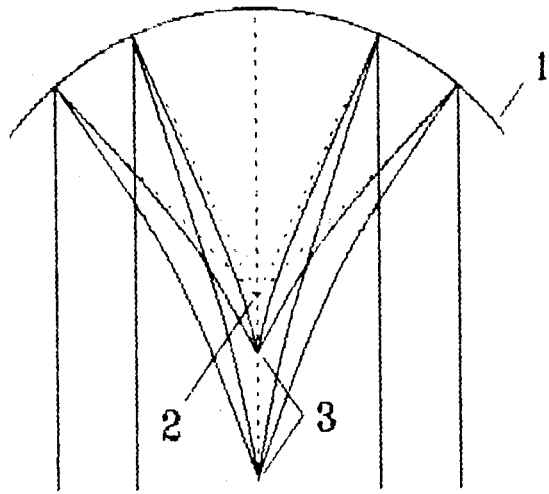
в) Оптические системы из нескольких зеркал.

Пусть нейтронно-оптическая система состоит из одного вогнутого сферического зеркала, ось которого расположена вертикально, а отражающая поверхность обращена вверх. Допустим, что параллельный вертикальной оптической оси поток УХН падает сверху на зеркало (рис. 1.4б). Тогда более медленные нейтроны сфокусируются ближе к зеркалу, чем быстрые. Таким образом, фокусное расстояние зеркала для быстрых нейтронов больше, чем для медленных. Пусть теперь зеркало отражающей поверхностью вниз (рис. 1.4а). В этом случае более медленные нейтроны после отражения окажутся дальше от зеркала и фокусное расстояние для медленных нейтронов больше, чем для быстрых. Таким образом, сферические зеркала, отражающие нейтроны вниз и вверх, имеют различный знак хроматизма.

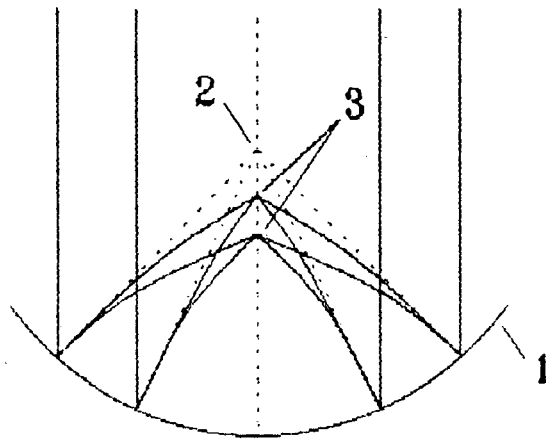
Впервые предложение об использовании суперпозиции зеркальных систем с различным знаком хроматизма сделано в работе [57].

Подробное обсуждение проблемы хроматических aberrаций будет сделано ниже (гл. 2), однако для дальнейшего изложения необходимо пояснить терминологию.

Различают два вида хроматических искажений: хроматизм положения, то есть, зависимость плоскости изображения от скорости (длины волны) и хроматизм увеличения, то есть, зависимость коэффициента увеличения от длины волны. Как будет видно ниже,



a



b

Рис. 1.4 Фокусировка параллельного пучка нейтронов сферическими зеркалами с разным знаком хроматизма. 1-зеркало, 2-световое изображение, 3-нейтронные изображения. С уменьшением энергии нейтронов фокусное расстояние увеличивается при отражении вниз (a) и уменьшается при отражении вверх (b).

компенсация этих видов хроматизма требует, вообще говоря, различных мер [58], и ахроматизированные по положению системы могут иметь различное значение оптического увеличения для нейтронов различных энергий. Рассмотренное выше зонное зеркало компенсировало только гравитационный хроматизм положения.

Ахроматизированная по положению четырехзеркальная нейтронно-оптическая система испытана авторами работ [12,40-41] (рис. 1.5). Изображение щели анализировалось подвижной щелью. Позднее авторы усовершенствовали оптическую схему прибора, сделав ее ахроматичной в первом порядке как по положению, так и по увеличению [13] (рис. 1.6). С помощью этого прибора были получены двумерные изображения нескольких простых объектов, продемонстрирован химический контраст [13,33]. Разрешение прибора составляло около 100 мкм. В этом же эксперименте впервые был применен позиционно-чувствительный детектор УХН [59].

г) Зеркало с отражением в гравитационном поле.

Любопытно, что одно вогнутое зеркало с вертикальной оптической осью в гравитационной среде при определенных условиях может стать ахроматичным по положению [42]. Оказывается, что если источник нейтронов поместить над зеркалом точно в световом фокусе, то нейтроны любых энергий, отразившись от зеркала и пройдя апогей (отражение от гравитационного потенциала), сфокусируются в точке, где расположен источник (рис. 1.7). То есть, такая система ахроматизирована по положению для любых энергий (ахроматизация во всех порядках). Однако при этом имеется значительный хроматизм увеличения. Доказательство этого факта имеется в главе 2.

А. Штайерл с сотрудниками предложил использовать это свойство вогнутого зеркала для создания нейтронного микроскопа [43] (рис. 1.8). Ахроматизация в первом порядке по увеличению была достигнута за счет введения второго выпуклого зеркала, конфокального

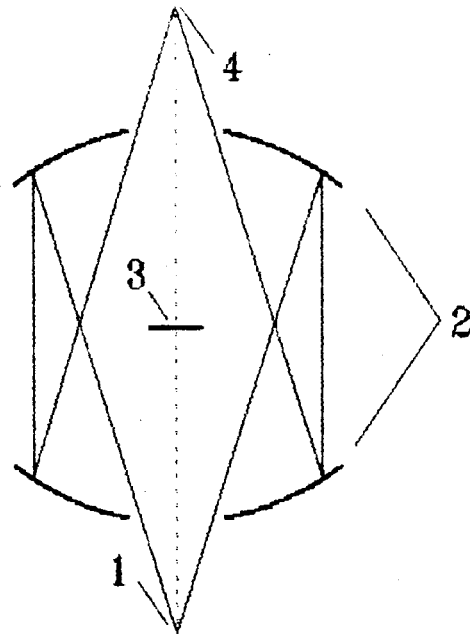


Рис. 1.6 Ахроматизированная как по положению так, и по увеличению нейтронно-оптическая система [13]. 1-объект, 2-сферические зеркала, 3-непрозрачный поглощающий нейтроны экран, 4-нейтронное изображение.

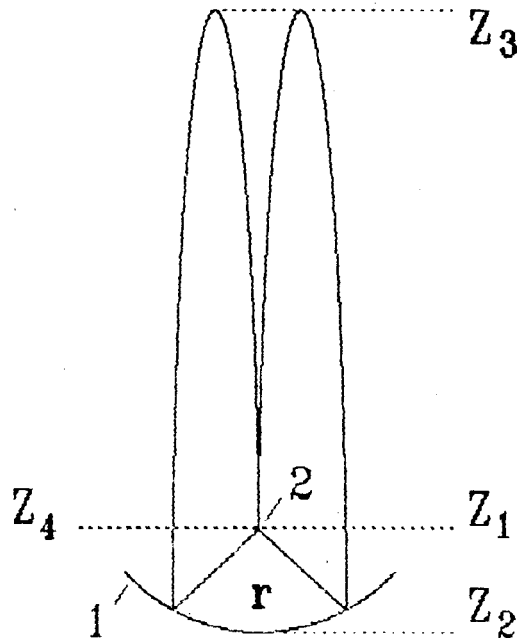


Рис. 1.7 Вогнутое зеркало с отражением в гравитационном поле [42]. 1-зеркало, 2-источник и совпадающее с ним нейтронное изображение. Нейтроны всех энергий, отразившись от зеркала и пройдя апогей (отражение от гравитационного потенциала), сфокусируются в точке, где расположен источник.

с первым. При этом ахроматизация по положению сохраняется, но только в первом порядке. Расположенное в плоскости изображений неподвижное наклонное зеркало $17 \times 17 \text{ мм}^2$ направляло нейтроны в детектор. Фиксировалось изменение скорости счета в зависимости от положения щели-объекта. Разрешение прибора $\sim 10 \text{ мкм}$.

д) Зеркальная система в магнитном и гравитационном полях.

Показатель преломления нейтронной волны в магнитном поле с учетом гравитации имеет вид:

$$n^2(v_0, z) = \frac{k^2(z)}{k^2(z_0)} = 1 - \frac{2}{m \cdot v_0^2} \cdot \left[\mu \cdot [B(z) - B(z_0)] + m \cdot g \cdot (z - z_0) \right]. \quad (1.11)$$

Видно, что если выражение в скобках тождественно равно нулю, то пропадает зависимость n от координаты и скорости, и среда становится полностью оптически однородной. Поскольку зеркала свободны от хроматических aberrаций, то в этом случае зеркальная нейтронно-оптическая система будет полностью ахроматизирована.

Предложение о магнитной компенсации силы тяжести сделано в работах [57,60]. Ниже в главе 4 будет описан зеркальный микроскоп с магнитной компенсацией силы тяжести в области объектива [61].

ж) Зеркальные системы с горизонтальной оптической осью.

В 1986 г. был предложен микроскоп, оптическая ось которого расположена горизонтально [62]. Расчет этого устройства дан в главе 5. Описанию экспериментов по получению изображений с помощью горизонтального микроскопа посвящена глава 7 [46,47]. Как показал последующий анализ, у горизонтально расположенного сферического зеркала нет хроматизма увеличения [63]. Также отсутствует хроматизм положения изображения вдоль оптической оси. Нейтроны различных скоростей формируют изображения в одной плоскости и с одним увеличением. Однако, изображения оказываются сдвинутыми относительно друг друга. Для компенсации такой aberrации в широком диапазоне скоростей авторы работы [62] предложили использовать зеркальную

оборотную систему. Подробнее этот вопрос обсуждается в главе 5.

В работе [56] предлагается вместо оборотной системы использовать клин из кварца. Ахроматизация достигается для ограниченного интервала скоростей

§ 1.5. Оптическая система без ахроматизации.

Хроматические искажения можно, вообще говоря, уменьшить, не прибегая к специальным методам компенсации, а просто увеличивая скорость и уменьшая интервал скоростей нейтронов, принимающих участие в формировании изображения. В качестве примера приведем работу [44], где описан эксперимент с микроскопом на холодных нейтронах. Использовался относительно узкий интервал скоростей ($10 \text{ м/с} < v < 13 \text{ м/с}$). Изображение формировал бисферический зеркальный объектив Берча [64,65]. Для увеличения граничной скорости зеркал $v_{гр} = h/(m \cdot \lambda_{гр})$ авторы использовали многослойное Ni-Ti покрытие. Сканированием было получено изображение края лезвия. Разрешение прибора составило 230 мкм.

Однако, возможности этого пути уменьшения хроматических искажений ограничены. Во-первых, в соответствии с формулой (1.2) показатель преломления среды быстро приближается к единице при увеличении скорости нейтрона. При этом падает контраст изображения исследуемого объекта. Во-вторых, даже при частичной монохроматизации существенно снижаются статистические возможности опыта и без того ограниченные малой интенсивностью источников УХН [66-69].

§ 1.6. Геометрические гравитационные aberrации.

Ниже будет показано (глава 3), что, если в нейтронно-оптической системе есть лучи, которые образуют с оптической осью немалые углы φ ($\varphi \neq \text{vin}\varphi \neq \text{tg}\varphi$), то и в условиях полной ахроматизации имеют место специфические геометрические гравитационные aberrации.

Однако, имеется принципиальная возможность эффективной компенсации таких aberrаций. Геометрические искажения можно сильно уменьшить, если использовать объектив, форма зеркал которого рассчитана специально для УН (нейтронный апланат) [70,71]. С этой же целью в микроскопе Штайерла [42,43] первое большое вогнутое зеркало сделано параболическим.

Ниже в главе 4 будет предложен зеркальный микроскоп с апланатическим объективом.

В настоящее время в теоретических разработках возможных схем нейтронного микроскопа проблема гравитационных геометрических aberrаций, по-видимому, является определяющей.

В заключении заметим, что в микроскопе с магнитной компенсацией проблема геометрических aberrаций решается естественным образом. Нейтроны движутся прямолинейно, и можно использовать объективы, рассчитанные для света.

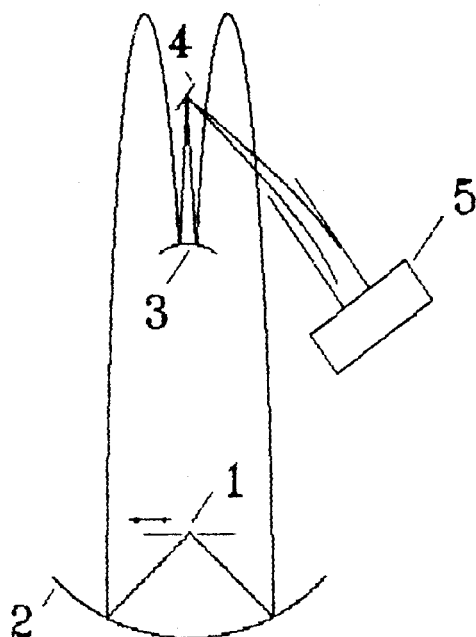


Рис. 1.8 Микроскоп А. Штайрла [43]. 1-подвижная шель-объект, 2-большое вогнутое зеркало, 3-малое выпуклое зеркало, 4-неподвижное наклонное плоское зеркало-изображение ($17 \times 17 \text{мм}^2$), 5-детектор.

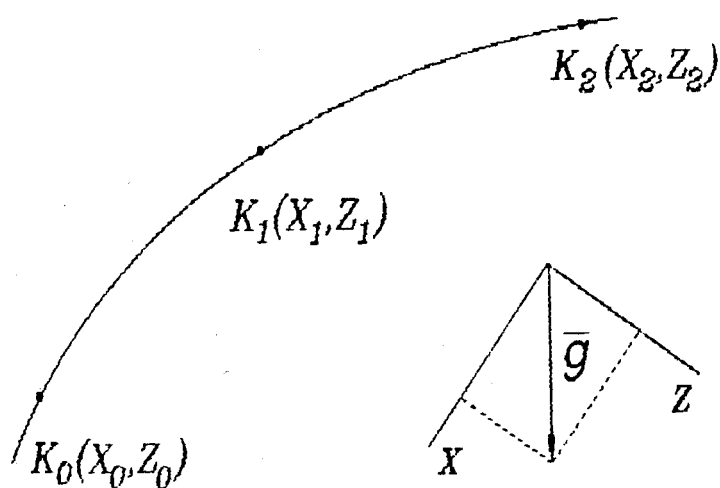


Рис. 2.1 Траектория нейтрона в гравитационном поле Земли.

ГЛАВА 2

МАТРИЧНЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОСЬЮ И ПРОБЛЕМА ХРОМАТИЗМА.

Проблема создания микроскопа на ультрахолодных нейтронах требует для своего решения разработки специфических методов расчета нейтронно-оптических систем. Эти вопросы частично рассматривались в работах [38,42,63].

§ 2.1. Методы расчета нейтронно-оптических систем.

Как отмечалось в главе 1, распространение нейтронной волны в гравитационном поле можно описывать на оптическом языке, определив соответствующим образом показатель преломления (1.10).

Следовательно, для расчетов нейтронно-оптических систем можно использовать известные оптические методы.

В работе [63] для расчета зеркальных систем предложен метод основанный на принципе Ферма. В соответствии с этим принципом градиенты фаз на поверхности зеркала от нейтронных волн, пришедших от точечного источника и от точки, где расположено его изображение, находятся в совершенно определенном соотношении. Метод позволил сделать анализ хроматических aberrаций в схемах с горизонтальной осью.

Ранее А.И. Франк [72] предложил модифицировать для этой цели хорошо известный матричный метод расчета оптических систем [73]. В так называемом параксиальном приближении, когда мал угол φ между лучом и оптической осью, $\sin \varphi \approx \varphi$. В этом приближении положение луча в некоторой плоскости, перпендикулярной к оптической оси, задается расстоянием X от оси и величиной $V=n\cdot\varphi$. При этом действие любого оптического элемента можно свести к линейному преобразованию переменных X и V . Любая оптическая система характеризуется некоторой

матрицей размерности 2×2 , описывающей связь между входными и выходными значениями переменных X , V . Учет гравитации сводится к тому, что среде приписывается показатель преломления (1.10). Метод позволил провести анализ хроматических аберраций схем с вертикальной осью [58,61] и рассчитать прототипы нейтронного микроскопа, которые позже были экспериментально испытаны [12,13,33,40,41].

В работе [42] дается формула линзы для зеркала с вертикальной оптической осью.

$$\frac{2}{r} = \frac{1}{v} \cdot \left[\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right], \quad (2.1)$$

где $t_{1,2}$ - время, которое необходимо нейтрону для прохождения между объектом и зеркалом и между зеркалом и изображением, v - скорость нейтрона, r - радиус кривизны зеркала. Используя эту формулу, авторы рассчитали опробованный на пучке института Лауэ-Ланжевена (г.Гренобль) нейтронный микроскоп [42,43].

§ 2.2. Матричный способ расчета нейтронно-оптических систем с произвольно ориентированной оптической осью.

Ниже предлагается матричный способ расчета нейтронно-оптических систем с произвольно ориентированной оптической осью [74]. Метод справедлив в области, где для нейтрона применим траекторный подход. В некоторых случаях он, в отличие от вышеописанных, позволяет проанализировать прохождение через оптическую систему нейтронного луча, имеющего произвольно большой угол с оптической осью. Способ позволил рассчитать описанный в главе 5 нейтронный микроскоп с горизонтальным ходом лучей [45-47,62].

При выполнении условия квазиклассичности [75]

$$p^2 \gg \frac{\hbar}{2 \cdot \pi} \cdot |\operatorname{div} \bar{p}|, \quad (2.2)$$

где $\bar{p} = m \cdot \bar{v}$ - импульс, \hbar - постоянная Планка, нейтрон можно считать

плоской волной с медленно меняющимся волновым числом. В оптических задачах условие (2.2) является условием применения лучевой (геометрической) оптики. Поскольку речь идет о медленной массивной частице, то наряду с представлением о луче, распространяющемся в оптически неоднородной среде, можно говорить и о траектории нейтрона. Таким образом, частицу можно считать материальной точкой, и описывать ее движение на классическом языке. Ниже будут использованы термины лучевой оптики и обычной механики.

Пусть нейтрон находится в потенциальном поле Земли. Тогда

$$U = m \cdot g \cdot z, \quad (2.3)$$

где g - ускорение свободного падения, и условие (2.2) переписется следующим образом:

$$p_z^3 \gg \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdot m^2 \cdot g. \quad (2.4)$$

Условие (2.4) не выполняется только в ничтожно малой области $\Delta z \approx 100$ мкм вблизи апогея траектории частицы.

Движение нейтрона между точками $K_1(x_1, z_1)$ и $K_2(x_2, z_2)$ описывается классическими уравнениями Ньютона:

$$z_2 - z_1 = v_{z1} \cdot t + g_z \cdot t^2 / 2, \quad (2.5)$$

$$v_{z2} = v_{z1} + g_z \cdot t, \quad (2.6)$$

$$x_2 - x_1 = v_{x1} \cdot t + g_x \cdot t^2 / 2, \quad (2.7)$$

$$v_{x2} = v_{x1} + g_x \cdot t, \quad (2.8)$$

где t - время распространения нейтрона между точками K_1 и K_2 ; v_{z1} , v_{x1} , v_{z2} , v_{x2} - проекции скорости нейтрона на координатные оси в тех же точках; g_z , g_x - проекции ускорения свободного падения на координатные оси (рис. 2.1).

Следует заметить, что уравнения (2.5-2.8) верны и в том случае, если нейтрон по пути от K_1 к K_2 проходит область пространства, где условие (2.4) не выполняется.

Зададим скорость нейтрона $\bar{v}_0(v_{x0}, v_{z0})$ в некоторой опорной точке $K_0(x_0, z_0)$ на траектории, проходящей через точки K_1 и K_2 . Тогда уравнения (2.5-2.6) можно переписать в виде

$$z_2 - z_1 = v_{z0} \cdot \mathfrak{N}_1 \cdot t + g_z \cdot t^2 / 2, \quad (2.09)$$

$$v_{z0} \cdot \mathfrak{N}_2 = v_{z0} \cdot \mathfrak{N}_1 + g_z \cdot t, \quad (2.10)$$

где

$$\mathfrak{N}_t = \mathfrak{N}(v_{z0}, z_t) = \left[1 + \frac{2 \cdot g_z \cdot (z_t - z_0)}{v_{z0}^2} \right]^{1/2}, \quad t=1,2. \quad (2.11)$$

Время распространения между точками K_1 и K_2 можно представить следующим выражением:

$$t_{12} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{v_z} = \frac{1}{v_{z0}} \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\mathfrak{N}(v_{z0}, z)} = \frac{T_{12}}{v_{z0}}. \quad (2.12)$$

Здесь величина $T_{12} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\mathfrak{N}(v_{z0}, z)}$ равна расстоянию, которое нейтрон со скоростью $v = v_{z0}$ пролетел бы за время t_{12} в отсутствие силы тяжести. Как видно величина T_{12} пропорциональна времени пролета t_{12} . Будем называть T_{ij} приведенным расстоянием между плоскостями z_i и z_j . Подставляя (2.12) в уравнения (2.7) и (2.8), получим

$$x_2 = x_1 + \frac{v_{x1}}{v_{z1}} \cdot \mathfrak{N}_1 \cdot T_{12} + \frac{g_x}{v_{z0}^2} \cdot \frac{T_{12}^2}{2}, \quad (2.13)$$

$$\frac{v_{x2}}{v_{z2}} \cdot \mathfrak{N}_2 = \frac{v_{x1}}{v_{z1}} \cdot \mathfrak{N}_1 + \frac{g_x}{v_{z0}^2} \cdot T_{12}. \quad (2.14)$$

В уравнениях учтено, что $v_{z0} = \frac{v_{z1}}{\mathfrak{N}_1} = \frac{v_{z2}}{\mathfrak{N}_2}$.

Зададим положение траектории нейтрона в некоторой плоскости $Z = Z_1$ вектором-столбцом

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

где X_1 - расстояние от оси OZ до точки пересечения траектории нейтрона и плоскости Z_1 , а $L_1 = \frac{v_{x1}}{v_{z1}} \cdot \mathfrak{N}_1$. Теперь уравнения (2.13) и

(2.14) можно переписать в матричном виде:

$$\begin{bmatrix} X_2 \\ L_2 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & T_{12} & j/2 \cdot T_{12}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{12} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix} = \hat{T} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (2.16)$$

где $j = \frac{\mathcal{E}_x}{v_{z0}^2}$. Если на пути нейтрона встречается оптический элемент ("нейтронная линза"), то воздействие этого элемента описывается матрицей вида [73]:

$$\hat{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -1/F & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Например, если оптическим элементом является сферическое зеркало с радиусом r , то $-1/F = R$, причем $R = \pm(2/r) \cdot \mathfrak{N}(v_{z0}, Z)$, где знак плюс или минус соответствует выпуклому или вогнутому зеркалу. Матрица \hat{R} правильно описывает изменения Z и L только для нейтронов, траектории которых расположены вблизи оси OZ и имеют малый угол с ней (параксиальный случай). В параксиальных расчетах можно считать, что проекция скорости $v_{z0} = v_0 \cdot \cos \varphi$ равна полной скорости нейтрона v_0 . В этом случае $\mathfrak{N}(v_{z0}, Z_2) = \mathfrak{N}(v_0, Z)$ и совпадает с показателем преломления для нейтронной волны $n(v_0, Z)$ [55]. Заметим, что преобразования, полученные с помощью матрицы \hat{T} , остаются справедливыми и для больших углов φ .

§ 2.3. Расчет простой нейтронно-оптической системы.

Проблема хроматизма.

Рассмотрим прохождение нейтрона через простую оптическую систему, состоящую из "нейтронной линзы" с фокусным расстоянием F ($R=-1/F$) (рис. 2.2). Если начальная траектория задается в плоскости Z_1 , то в плоскости Z_3 будем иметь:

$$\begin{bmatrix} X_3 \\ L_3 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & T_{23} & j/2 \cdot T_{23}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ R & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & T_{12} & j/2 \cdot T_{12}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{12} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

ИЛИ

$$\begin{bmatrix} X_3 \\ L_3 \\ 1 \end{bmatrix} = \hat{T}_{23} \times \hat{R} \times \hat{T}_{12} = \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Здесь \hat{T}_{12} - матрица перемещения между плоскостью Z_1 и плоскостью оптического элемента Z_2 , \hat{T}_{23} - матрица перемещения между Z_2 и плоскостью Z_3 . Легко получить общую матрицу \hat{A} :

$$\hat{A} = \hat{T}_{23} \times \hat{R} \times \hat{T}_{12} = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.20)$$

где

$$A_{11} = 1 + T_{23} \cdot R,$$

$$A_{12} = (1 + T_{23} \cdot R) \cdot T_{12} + T_{23},$$

$$A_{13} = (1 + T_{23} \cdot R) \cdot j/2 \cdot T_{12}^2 + T_{23} \cdot j \cdot T_{12} + j/2 \cdot T_{23}^2,$$

$$A_{21} = R,$$

$$A_{22} = R \cdot T_{12} + 1,$$

$$A_{23} = j/2 \cdot T_{12}^2 \cdot R + j \cdot (T_{12} + T_{23}).$$

Таким же образом можно получить общую матрицу сложной оптической системы \hat{C} путем перемножения всех матриц вида \hat{T} и \hat{R} .

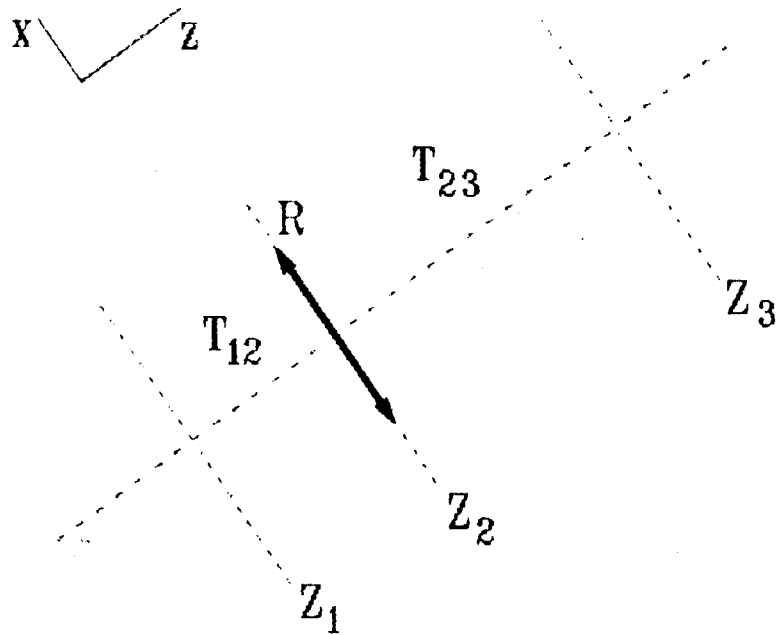


Рис. 2.2 Простая нейтронно-оптическая система с произвольно ориентированной оптической осью.

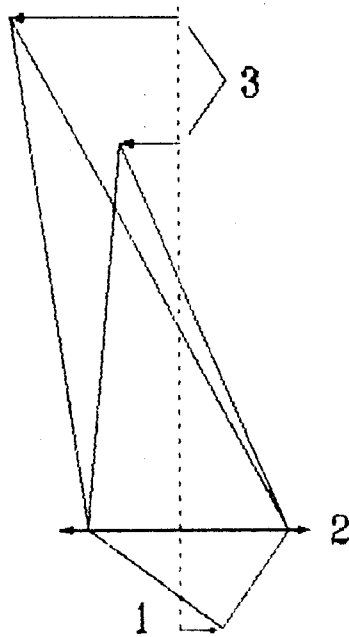


Рис. 2.3 В общем случае нейтроны различных энергий формируют изображения не только в разных плоскостях, но и с различным увеличением. 1-объект, 2-нейтронная линза, 3-несовпадающие нейтронные изображения.

Причем последней операцией будет перемножение матрицы перемещения \hat{T}_{tj} от последней отражающей (преломлящей) поверхности ($Z = Z_t$) до плоскости наблюдения ($Z = Z_j$) на некоторую промежуточную матрицу \hat{B} , которая получена перемножением всех предыдущих:

$$\begin{bmatrix} X_j \\ L_j \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \bar{T}_{tj} & j/2 \cdot T_{tj}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{tj} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

ИЛИ

$$\begin{bmatrix} X_j \\ L_j \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

где

$$C_{11} = B_{11} + \bar{T}_{tj} \cdot B_{21},$$

$$C_{12} = B_{12} + \bar{T}_{tj} \cdot B_{22},$$

$$C_{13} = B_{13} + j/2 \cdot \bar{T}_{tj} \cdot B_{23}^2,$$

$$C_{21} = B_{21},$$

$$C_{22} = B_{22},$$

$$C_{23} = B_{23} + j \cdot \bar{T}_{tj}.$$

Тогда уравнение для X_j можно записать в виде

$$X_j = C_{11} \cdot X_1 + C_{12} \cdot L_1 + C_{13}. \quad (2.23)$$

Если плоскости Z_1 и Z_j сопряженные (объект находится в плоскости Z_1 , а его изображение в плоскости Z_j), то все лучи, покидающие точку (X_1, Z_1) , проходят через точку (X_j, Z_j) . Это значит, что X_j не зависит от L_1 и, следовательно,

$$C_{12} = B_{12} + \bar{T}_{tj} \cdot B_{22} = 0. \quad (2.24)$$

Отсюда,

$$T_{tj} = -B_{12}/B_{22} = \int_{Z_t}^{Z_j} \frac{dZ}{\mathfrak{N}(v_{z0}, Z)} \quad (2.25)$$

Если без потери общности рассуждений положить $Z_0 = 0$, то

$$T_{lj} = \frac{v_{z0}^2}{g_z} \cdot \left| \sqrt{1 + \frac{2 \cdot g_z \cdot Z_j}{v_{z0}^2}} - \sqrt{1 + \frac{2 \cdot g_z \cdot Z_l}{v_{z0}^2}} \right|. \quad (2.26)$$

Таким образом, зная T_{lj} и Z_l , из (2.26) можно найти положение плоскости изображения Z_j .

Следует отметить, что для систем с невертикальным расположением оптической оси увеличение M нельзя определять как простое отношение X_j/X_1 , так как $X_j \neq 0$ при $X_1 = 0$. Под увеличением следует понимать отношение размеров изображения и объекта. В данном случае увеличение описывается уравнением

$$M = \Delta X_j / \Delta X_1 = C_{11}, \text{ при условии } C_{12} = 0. \quad (2.27)$$

Как следует из (2.16), (2.17) определители матриц \hat{T} и \hat{R} равны единице. Следовательно, определители матриц \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} так же равны единице. В частности

$$\det \hat{C} = C_{11} \cdot C_{22} - C_{21} \cdot C_{12} = C_{11} \cdot C_{22} = 1. \quad (2.28)$$

Отсюда $C_{11} = 1/C_{22}$, и тогда

$$M = C_{11} = 1/C_{22} = 1/B_{22}. \quad (2.29)$$

Итак, уравнения (2.26) и (2.29) позволяют найти положение плоскости изображения и увеличение.

Заметим, что для случая сопряженных плоскостей и осевой точки

$$L_j = C_{21} \cdot 0 + C_{22} \cdot L_1 + C_{23} = L_1 / M + C_{23}. \quad (2.30)$$

Для изображения, полученного с помощью единственной "нейтронной линзы", условие (2.24) имеет вид:

$$0 = A_{12} = (1 + T_{23} \cdot R) \cdot T_{12} + T_{23}. \quad (2.31)$$

Из (2.31) легко получить

$$\frac{1}{T_{12}} + \frac{1}{T_{23}} = -R = \frac{1}{F} \quad (2.32)$$

или учитывая, что $t = T/v_{z0}$, получим выражение, совпадающее с формулой (2.1), приведенной в работе [42].

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{v_{z0}} \cdot \left[\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right], \quad (2.33)$$

здесь $t_{1,2}$ - времена, необходимые для пролета нейтроном расстояний соответственно между объектом и линзой и между линзой и изображением. Увеличение "нейтронной линзы" равно

$$M = 1/A_{22} = 1/(R \cdot T_{12} + 1) = -T_{23}/T_{12} = -t_2/t_1. \quad (2.34)$$

Из уравнения (2.26) видно, что в общем случае плоскость изображения $Z = Z_i$ зависит не только от координат, но и от скорости v_{z0} . Следовательно, нейтроны различных скоростей формируют изображения в разных плоскостях и имеет место хроматизм положения. Влияние хроматизма положения достаточно подробно изучено и имеются способы ахроматизации посредством использования оптических элементов с различными знаками хроматизма [57].

Элементы матриц $C_{22} \equiv B_{22}$ так же зависят от скорости, поэтому имеет место и хроматизм увеличения (рис. 2.3). Ранее в работе [57] отмечалось, что совпадение положения фокуса для нейтронов различных энергий, вообще говоря, не обеспечивает отсутствия хроматической разности увеличения.

§ 2.4. Четырехзеркальная нейтронно-оптическая система.

В поисках возможной схемы нейтронного микроскопа в 1984 году [58] с участием автора было проведено исследование четырехзеркальной системы, состоящей из двух подобных бисферическихборок в телескопической геометрии (рис. 2.4). Для расчетов был выбран концентрический объектив с $R = 1.227$ см и $r = 0.483$ см. Для второй пары зеркал (так называемый проектив) эти величины были увеличены в 10 раз. Легко видеть, что это отношение совпадает с величиной

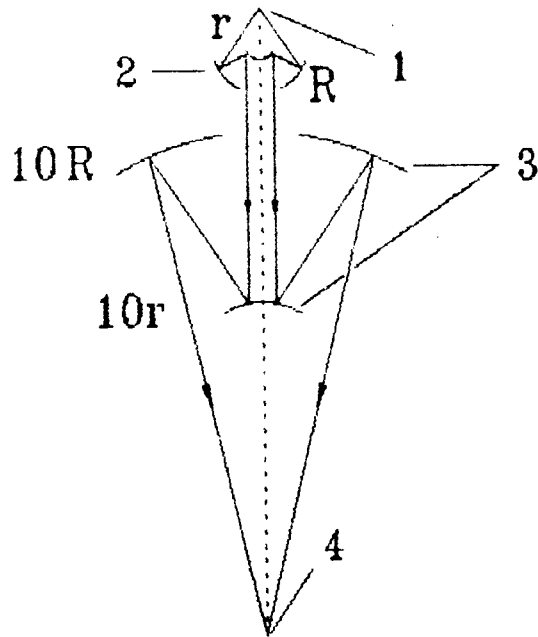


Рис. 2.4 Ахроматизированная по положению четырехзеркальная (дважды бисферическая) система [58]. 1-объект, 2-объектив, 3-проектив, 4-изображение.

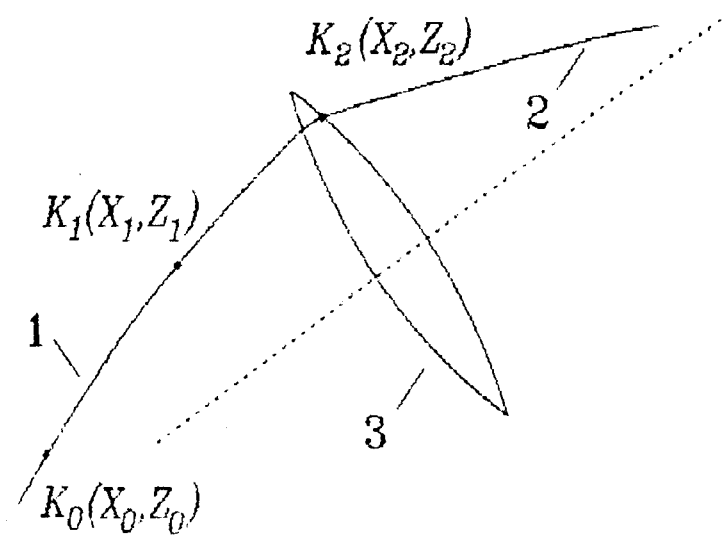


Рис. 2.5 К определению параметров траектории нейтрона в апланатической системе. 1,2-траектории нейтрона до и после апланата, 3-апланат.

оптического увеличения M^X . Расстояние между большими зеркалами объектива и проектива $d = 1$ см.

Хотя матричный подход справедлив лишь в параксиальном приближении, он позволяет оптимизировать геометрию системы и найти ее основные характеристики. Оптическая ось системы располагалась вертикально. Поэтому $j = 0$ ($g_x = 0$), и в параксиальных расчетах можно использовать предложенные в работе [72] более простые матрицы размерностью 2×2 .

$$\hat{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/F & 1 \end{bmatrix}, \quad \hat{T} = \begin{bmatrix} 1 & T \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.35)$$

Для указанных выше размеров системы и при небольшом варьировании положения источника вдоль оптической оси удалось найти положение, при котором достигается существенная ахроматизация по положению плоскости изображения. Для нейтронов со скоростями от 4.5 до 6.0 м/сек плоскость изображения смещалась не более чем на $\Delta x = 0.085$ см. Легко оценить размер изображения, который при этом получится. Если апертурный угол объектива $\alpha = 45^\circ = 0.785$, то после проектива максимальный угол с вертикалью меньше апертурного в M^X раз: $\theta = \alpha/M^X = 0.08$. Размер пятна определяется тангенсом этого угла и разбросом положения плоскости изображения для разных скоростей: $\Delta x \cdot \operatorname{tg} \theta = 0.085 \cdot 0.08 = 68$ мкм. Разрешение прибора есть размер изображения точечного объекта деленный на увеличение, что составляет величину порядка 7 мкм. Следовательно, данная система позволяет получить качественное изображение немонахроматического источника.

Однако эти результаты относились к случаю, когда объект расположен точно на оси, и определялось только положение плоскости изображения. Но, если необходимо, чтобы система давала удовлетворительное изображение протяженного объекта, надо

потребовать, чтобы и увеличение системы не зависело от скорости. Следовательно, требуется изучить вопрос о хроматизме увеличения.

Это легко сделать в параксиальном случае в рамках того же матричного метода. Выяснилось, что описанная выше геометрия, обеспечивая ахроматизацию по положению, не обеспечивает ахроматизации увеличения. Для диапазона скоростей нейтронов $4.5+6$ м/сек оптическое увеличение меняется от $M_1 = 8.3$ до $M_2 = 12.1$. Чтобы оценить к каким потерям в разрешении это приводит, надо задаться размером допустимого поля зрения или детектора, регистрирующего изображение. Допустим, что радиус детектора нейтронов равен $R_d = 1$ см. Тогда разрешение прибора на краю изображения равно $\delta = R_d \cdot (1/M_1 - 1/M_2) = 400$ мкм, что нельзя считать удовлетворительным.

Таким образом, необходима ахроматизация как по положению, так и по увеличению. Другими словами, найденные из уравнений (2.26) и (2.29) увеличение M и положение плоскости изображений Z , не должны зависеть от скорости используемых нейтронов. Если имеет место полная ахроматизация, то нейтроны формируют изображение, совпадающее со световым.

§ 2.5. Микроскоп А.Штайерла.

Полная ахроматизация является трудной задачей, однако, можно условие ахроматизации выполнить частично, а именно, в первом порядке по скорости [42,43]:

$$\partial Z / \partial v_0 = 0, \quad (2.36)$$

$$\partial M^x / \partial v_0 = 0. \quad (2.37)$$

В этом случае положение плоскости изображений и увеличение слабо зависят от скорости вблизи $v = v_0$.

Такой подход развит в работе [42], где использованы своеобразные свойства пролетной параболы. Рассмотрим подробнее идеи

этой работы (рис. 1.7). Пусть на оси зеркала радиуса r на высоте Z_1 расположен источник нейтронов. Нейтроны после отражения от зеркала ($Z = Z_2$) проходят апогей параболической траектории ($Z = Z_3$), прежде чем пересекут оптическую ось в точке изображения ($Z = Z_4$). Ранее отмечалось, что матрицей перемещения \hat{T} можно пользоваться и там, где угол между вектором скорости и оптической осью не мал, то есть вблизи апогея. Совместим начало координат с источником. Тогда $Z_0 = Z_1 = 0$, $\mathfrak{N}(v_{z0}, Z_1) = 1$. Будем считать, что между источником и зеркалом углы между вектором скорости и осью малы ($v_{z0} = v_0 \cdot \cos \varphi \approx v_0$, v_0 - полная скорость нейтрона).

При этих условиях для приведенного расстояния между источником и зеркалом, воспользовавшись (2.26), получим

$$T_{12} = -\xi \cdot (\mathfrak{N} - 1), \quad (2.38)$$

здесь $\xi = v_0^2/g < 0$, $\mathfrak{N} = \mathfrak{N}(v_0, Z_1)$. В соответствии с (2.12) приведенное расстояние между зеркалом и изображением равно произведению скорости нейтрона при $Z = 0$ на время, которое необходимо нейтрону, чтобы преодолеть это расстояние:

$$T_{24} = t \cdot v_0. \quad (2.39)$$

Но время можно представить в виде суммы

$$t = t_1 + t_2 + t_3. \quad (2.40)$$

Здесь $t_{1,2,3}$ - соответственно времена пролета между зеркалом и плоскостью $Z = 0$, между плоскостью $Z = 0$ и апогеем, между апогеем и изображением. Следовательно,

$$T_{24} = (t_1 + t_2 + t_3) \cdot v_0 = T_{21} + T_{13} + T_{34} = -\xi \cdot (\mathfrak{N} - 1) - \xi + T_{34}. \quad (2.41)$$

В соответствии с (2.31) имеем

$$T_{21} + T_{13} + T_{34} = T_{24} = \frac{T_{12}}{T_{12} \cdot R + 1}. \quad (2.42)$$

Для того, чтобы найти плоскость изображения, нужно определить T_{34} . После несложных алгебраических преобразований с (2.42) легко получить

$$T_{34} = \xi \cdot \left[-1 + \frac{2 \cdot \mathfrak{N} \cdot (1 + 2 \cdot z_2 / r)}{T_{12} \cdot R + 1} \right], \quad (2.43)$$

где $R = -(2/r) \cdot \mathfrak{N}$. Видно, что если расположить источник в точке светового фокуса зеркала ($z_2 = -r/2$), то

$$T_{34} = -\xi = T_{13} \quad (2.44)$$

или

$$\left| \int_{z_3}^{z_4} \frac{dz}{\mathfrak{N}(v_0, z)} \right| = T_{34} = T_{03} = \left| \int_0^{z_3} \frac{dz}{\mathfrak{N}(v_z, z)} \right|. \quad (2.45)$$

Это равенство возможно только, если изображение находится в плоскости $z_4 = 0$, то есть, в плоскости объекта. Сделанный вывод верен для нейтронов любых энергий, поэтому система обладает абсолютной ахроматизацией по положению.

Увеличение зеркала для такой геометрии равно

$$M = -(T_{21} + T_{13} + T_{34}) / T_{01} = -(\mathfrak{N} + 1) / (\mathfrak{N} - 1), \quad (2.46)$$

и поскольку $\mathfrak{N} = \mathfrak{N}(v_0)$, то у системы есть хроматизм увеличения.

В нейтронном микроскопе [42,43], основным элементом которого является описанная выше система, ахроматизация по увеличению в первом порядке достигнута посредством введения дополнительного второго выпуклого зеркала, конфокального с первым (рис. 1.8). При этом ахроматизацию по положению удается сохранить, правда только в первом порядке.

§ 2.6. Нейтронно-оптические системы с горизонтальной оптической осью.

Рассмотрим теперь случай горизонтального расположения оптической оси ($g_x = g$, $g_z = 0$). При этом, как непосредственно следует из (2.11),

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}(v_{z_0}, Z) \equiv 1 \quad (2.47)$$

и

$$T_{ij} = \int_{z_i}^{z_j} \frac{dz}{\mathfrak{N}(v_{z_0}, Z)} = z_j - z_i. \quad (2.48)$$

Таким образом, приведенное расстояние T_{ij} просто равно расстоянию между плоскостями Z_i и Z_j и, следовательно, не зависит от силы тяжести Земли и скорости нейтрона. Аналогичный вывод можно сделать и о фокусном расстоянии F "нейтронной линзы", поскольку $\mathfrak{N} \equiv 1$. Обратим внимание на то, что теперь в определенных ранее матрицах \hat{R} и \hat{T} , элементы первых двух столбцов не зависят от g и v_0 . Поскольку последние элементы в этих столбцах равны 0, то в матрице \hat{B} , которая получена перемножением матриц типа \hat{R} и \hat{T} , элементы первых двух столбцов определяются только оптической силой и взаимным расположением элементов. Как отмечалось ранее,

$$X_j = C_{11} \cdot X_1 + C_{13}, \quad (2.49)$$

$$T_{ij} = z_i - z_j = -B_{21}/B_{22}. \quad (2.50)$$

Отсюда следуют важные выводы, что в системах с горизонтальным расположением оптической оси увеличение $M^X = C_{11} = B_{22}$ и положение плоскости изображения $z_j = z_i - B_{21}/B_{22}$ не зависят от g и v_0 . Поскольку C_{13} является функцией g , v_0 , то влияние гравитации приводит к зависимому от скорости смещению изображения как целого. Полученный результат для случая единичного оптического элемента совпадает с выводами, сделанными в работе [63], где показано, что одно сферическое зеркало с горизонтальной осью не обладает ни хроматизмом положения плоскости изображения, ни хроматизмом увеличения.

§ 2.7. Расчет нейтронно-оптических систем, состоящих из апланатических элементов.

Приведенные выше результаты получены для нейтронно-оптических систем, в которых траектории нейтронов проходят рядом с оптической осью и имеют малый угол с ней. Причем, параксиальное ограничение связано, как правило, с матрицей \hat{R} . Однако в оптике возможны системы, называемые апланатическими или апланатами, которые преобразуют лучи в соответствии с \hat{R} и для больших входных углов.

Рассмотрим прохождение нейтрона через такую систему (рис. 2.5). За плоскость оптического элемента имеем (точка K_2')

$$\begin{bmatrix} X_2 \\ L_2 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -1/F & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & T_{12} & j/2 \cdot T_{12}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{12} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (2.51)$$

После апланата направление движения нейтрона резко изменится, и нейтрон полетит по отличной от первоначальной параболической траектории. Поэтому точка K_0 уже не будет опорной. В качестве новой опорной точки можно выбрать точку выхода нейтрона из оптического элемента K_2' ($\mathfrak{N}_2' = 1$). Теперь необходимо сделать замену переменных

$$\begin{bmatrix} X_2 \\ L_2 \\ 1 \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} X_2 \\ L_2' \\ 1 \end{bmatrix},$$

где $L_2' = L_2 \cdot \mathfrak{N}_2' / \mathfrak{N}_2 = L_2 / \mathfrak{N}_2$, а

$$\mathfrak{N}_t'(v_{z2}, z_t) = \left[1 + \frac{2 \cdot g_z \cdot (z_t - z_2)}{v_{z2}^2} \right]^{1/2}. \quad (2.52)$$

Здесь $v_{z2}^2 = v_2^2 \cdot \left[\cos(\arctg(L_2/\mathfrak{N}_2)) \right]^2$, $v_2^2 = v_0^2 + 2 \cdot g_z \cdot (z_2 - z_0)$. Далее вычисления переменных X , $L' = \frac{v_x}{v_z} \cdot \mathfrak{N}'$ можно продолжить обычным образом

и найти положение изображения и оптическое увеличение.

Таким образом, видно, что предложенный матричный аппарат позволяет легко рассчитывать нейтронно-оптические системы с произвольной ориентацией оптической оси и не имеет параксиального ограничения. Если дополнить матрицы \hat{T} и \hat{R} матрицей, описывающей поворот и сдвиг луча-нейтрона,

$$\hat{Q} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \Delta x \\ 0 & 1 & \Delta\varphi/\pi \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.53)$$

то можно рассчитывать достаточно сложные системы, состоящие из оптических элементов с несовпадающими оптическими осями [73]. Здесь Δx - величина смещения осей соседствующих оптических элементов, а $\Delta\varphi$ - угол между осями.

§ 2.8. Основные результаты главы.

1. Предложен матричный аппарат с матрицами размерности 3×3 , позволяющий проводить расчеты нейтронно-оптических систем с произвольно ориентированной относительно силы тяжести Земли оптической осью [74]. Этот метод позволил автору рассчитать предложенный и созданный с его участием горизонтальный нейтронный микроскоп [45-47,62].

2. Показано, что компенсация хроматизма положения, в общем случае недостаточна, а в нейтронно-оптических системах существенную роль может играть гравитационный хроматизм увеличения. В практической работе этот вывод заставил перейти к конструированию дважды ахроматических (по положению и по увеличению) систем. Одна из таких систем была в последствии рассчитана, построена и испытана с участием автора [13,33].

ГЛАВА 3.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ АБЕРРАЦИИ.

НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП С АПЛАНАТИЧЕСКИМ ОБЪЕКТИВОМ.

В главе 2 было показано, что в оптических системах для УХН нейтроны разных скоростей формируют изображение в разных плоскостях (хроматизм положения) и с различным увеличением (хроматизм увеличения).

Однако, в практической оптике УХН помимо хроматизма есть еще одна проблема. Дело в том, что, если имеются траектории нейтронов, составляющие с оптической осью немалые углы φ ($\varphi \neq \operatorname{tg}\varphi \neq \sin\varphi$), то могут иметь место специфические гравитационные геометрические aberrации, связанные с вариацией угла φ , а не с вариацией скорости.

В настоящей главе объясняются причины появления таких геометрических aberrаций и предлагаются методы их уменьшения.

§ 3.1. Геометрические aberrации в нейтронно-оптических системах с вертикальной оптической осью.

Для того, чтобы пояснить механизм их возникновения, рассмотрим следующую модель. Пусть идеальный объектив формирует сходящийся сферический волновой фронт в отсутствие гравитации. На пути к своему фокусу фронт попадает в область $Z > 0$, где на движение нейтрона начинает оказывать влияние сила тяжести Земли (рис. 3.1). Будем исследовать ситуацию, когда все нейтроны имеют одинаковые скорости. Пусть теперь угол φ между вектором скорости \vec{v}_0 и оптической осью не мал. Воспользуемся для нахождения положения изображения матрицей перемещения \hat{T} . В главе 2 было отмечено, что она верна и для больших углов:

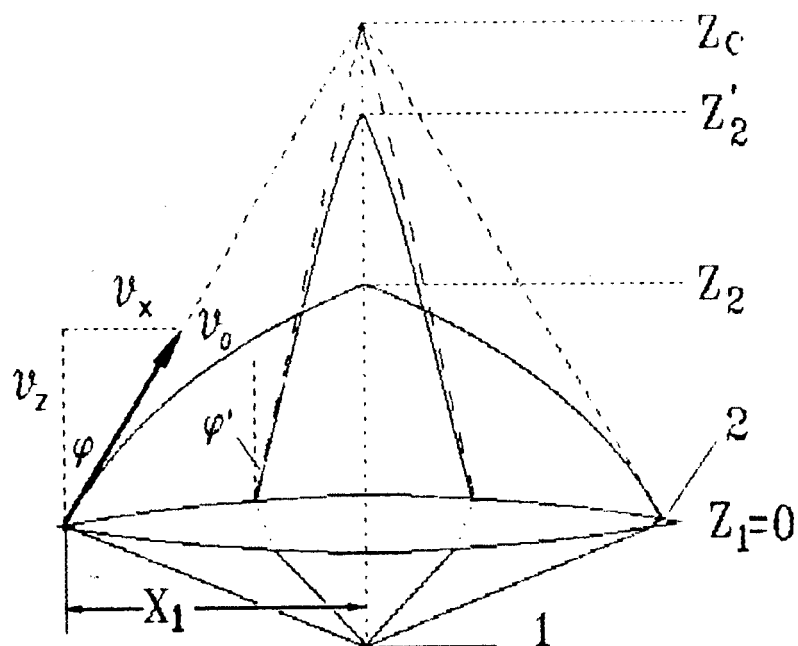


Рис. 3.1 Идеальный вертикальный сходящийся сферический фронт моноэнергетичных нейтронов в поле тяжести Земли. 1-источник; 2-идеальный оптический элемент; Z_c -плоскость светового изображения; Z_2 , Z'_2 -плоскости фокусировки нейтронов, покинувших плоскость оптического элемента ($Z_1=0$) соответственно под углами φ , φ' .

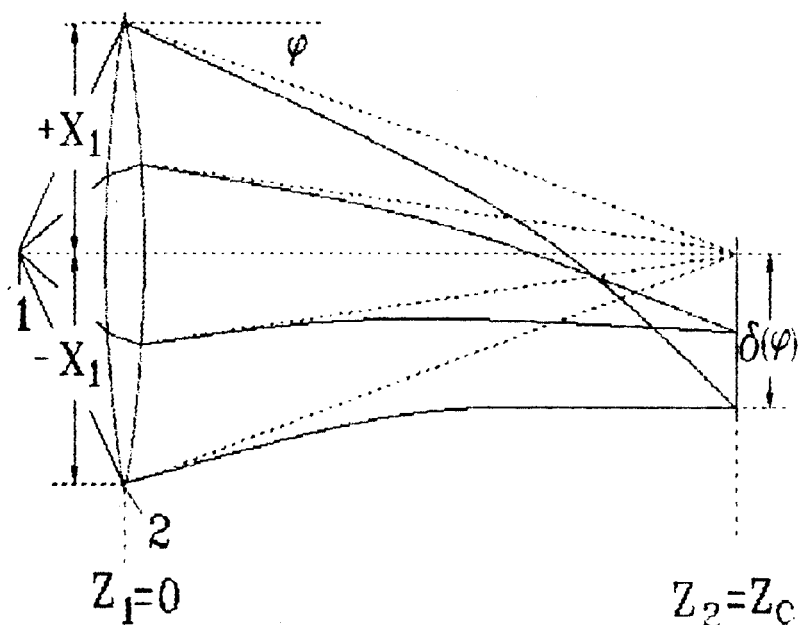


Рис. 3.2 Идеальный горизонтальный сходящийся сферический фронт моноэнергетичных нейтронов в поле тяжести Земли. 1-источник, 2-идеальный оптический элемент, $Z_c=Z_2$ -плоскость фокусировки света и нейтронов. $\delta(\varphi)$ -зависимое от входного угла φ смещение точки фокусировки нейтронов.

$$\begin{bmatrix} X_2 \\ L_2 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & T_{12} & j/2 \cdot T_{12}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{12} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (3.1)$$

Для сферического пучка в плоскости $Z_1 = Z_0 = 0$ ($\mathfrak{N} = 1$)

$$X_1 = -\operatorname{tg}\varphi \cdot Z_C = -L_1 \cdot Z_C, \quad (3.2)$$

Z_C - расстояние от плоскости $Z_1 = 0$ до светового изображения. Из (3.1) имеем в плоскости нейтронного изображения $Z = Z_2$ для случая вертикального расположения оптической оси ($j = 0$)

$$0 = X_2 = X_1 + T_{12} \cdot L_1 = -L_1 \cdot Z_C + T_{12} \cdot L_1. \quad (3.3)$$

Отсюда $T_{12} = Z_C$. Важно, что это выражение получено для произвольного угла между вектором скорости и оптической осью. Таким образом, $T_{12} = Z_C$ для любых углов и в соответствии с (2.27)

$$Z_2 = \frac{v_{z0}^2}{2 \cdot g_z} \cdot \left[1 - \left[1 - \frac{Z_C \cdot g_z}{v_{z0}^2} \right]^2 \right], \quad (3.4)$$

здесь, как и ранее, v_{z0} - проекция вектора скорости \bar{v}_0 на оптическую ось в плоскости $Z = Z_0$:

$$v_{z0} = v_0 \cdot \cos\varphi. \quad (3.5)$$

Из формулы (3.4) с учетом (3.5) и следует, что при больших φ ($\cos\varphi \neq 1$) имеется значительная зависимость Z_2 от φ . Нейтроны, покидающие объектив под различными углами, пересекают оптическую ось в разных местах. В результате вблизи фокуса возникает каустика в виде клюва, что характерно для сферической аберрации [61].

§ 3.2. Геометрические аберрации в нейтронно-оптических системах с горизонтальной оптической осью.

Пусть оптическая ось расположена горизонтально (рис. 3.2). В этом случае плоскостью изображений является плоскость, в которой пересекаются траектории нейтронов, покинувших плоскость $Z_1 = 0$ в

точках $\pm X_1$. Положение точки пересечения траекторий определяется уравнением

$$X_1 + T_{12} \cdot L_1 + (j/2) \cdot T_{12}^2 = X_2 = -X_1 - T_{12} \cdot L_1 + (j/2) \cdot T_{12}^2, \quad (3.6)$$

отсюда $X_1 + T_{12} \cdot L_1 = -X_1 - T_{12} \cdot L_1$. Используя (3.2), получим $T_{12} = Z_C$. Поскольку в горизонтальных схемах T_{12} равно просто расстоянию между плоскостями, то отсюда следует, что

$$Z_2 = Z_2 - Z_1 = T_{12} = Z_C, \quad (3.7)$$

и, следовательно, нейтроны сфокусируются в плоскости светового изображения. Однако, траектории пересекаются не на оптической оси, а в точке лежащей ниже на

$$\delta = (j/2) \cdot T_{12}^2 = \frac{\varepsilon_x}{2 \cdot v_z^2} \cdot Z_C^2 = \frac{\varepsilon_x}{2 \cdot (v_0 \cdot \cos \varphi)^2} \cdot Z_C^2. \quad (3.8)$$

Из (3.8) видно, что δ зависит от угла φ . Это означает, что в системах с горизонтальным расположением оптической оси так же есть геометрические aberrации.

Геометрические aberrации можно уменьшить, применяя оптические элементы с асферическими поверхностями, как это делается в обычной оптике [76].

§ 3.3. Способ расчета апланатических нейтронно-оптических систем.

Автором предложен способ расчета апланатического нейтронного микроскопа. Для того, чтобы система обеспечивала резкое изображение протяженного объекта при использовании достаточно большой входной апертуры, необходимо, чтобы нейтроны, покидающие объект под различными углами, формировали изображение в одной плоскости и с одним увеличением, то есть, условие (2.30) из главы 2:

$$L_3 = L_1 / M + C_{23} \quad (3.9)$$

должно выполняться не только для параксиального случая, но и для

всех входных углов. В оптике условие (3.9) имеет вид:

$$\frac{n_1 \cdot \sin \varphi_1}{n_3 \cdot \sin \varphi_3} = M, \quad (3.10)$$

и называется условием апланатизма Аббе. Здесь $n_{1,3}$ и $\varphi_{1,3}$ - показатель преломления и апертурный угол соответственно в плоскости объекта ($Z = Z_1$) и изображения ($Z = Z_3$).

В выражении (3.9), как и ранее

$$L_{1,3} = \frac{v_{x1,3} \cdot \mathcal{N}_{1,3}}{v_{z1,3}} \quad (3.11)$$

Следует обратить внимание, что от угла зависят не только проекции скорости на координатные оси v_x , v_z , но и \mathcal{N} .

Из геометрической оптики известно, что добиться выполнения условий апланатизма можно путем применения по крайней мере двух асферических поверхностей. Численные методы расчета апланатической пары, известные в технической оптике, легко видоизменить для нашего случая. Удобно воспользоваться методом приведенным в [76]. Будем считать, что из расчета в параксиальном приближении известны положения источника, изображения, двух отражающих поверхностей, а также увеличение системы. Расположим оптическую ось вертикально. Тогда $C_{23} = 0$, и задача сводится к вычислению формы зеркал, обеспечивающих апланатизм. Задавая форму отражающих поверхностей в виде разложения

$$Z_1 = Z_{01} + A_1 \cdot y_1^2 + B_1 \cdot y_1^4 + C_1 \cdot y_1^6 + \dots, \quad (3.12)$$

$$Z_2 = Z_{02} + A_2 \cdot y_2^2 + B_2 \cdot y_2^4 + C_2 \cdot y_2^6 + \dots, \quad (3.13)$$

где ось Z совпадает с оптической осью, будем искать соответствующие коэффициенты. В разложении отсутствуют нечетные степени, поскольку при вертикальном расположении оптической оси задача обладает аксиальной симметрией. Вычисления ведутся итерационным методом,

причем в качестве начального приближения можно выбрать плоские зеркала, то есть, $Z_1 = Z_{01}$, $Z_2 = Z_{02}$. Здесь Z_{01} , Z_{02} - координаты вершин отражающих поверхностей.

Пусть в точке O на оси расположен источник монохроматических нейтронов ($v = v_0$), а в точке O' его изображение. Задав некоторый луч, выходящий из источника O с начальным апертурным углом α_1 (рис. 3.3), из соотношения (3.9) можно определить выходной угол

$$\alpha_2 = \text{arctg} [L_1 / (M/\eta_3)]. \quad (3.14)$$

Из энергетического соотношения

$$(v_0^2/2) - g \cdot h = (v_n^2/2) \quad (3.15)$$

легко найти величину скорости v_n в плоскости изображения. Здесь h - расстояние между источником и изображением. Абсолютное значение v_n и направление вектора скорости (угол α_2) в точке O' однозначно определяют траекторию нейтрона на последнем участке. В свою очередь, траектория нейтрона между объектом и первым зеркалом также однозначно определяется углом α_1 и модулем вектора скорости v_0 . Таким образом, можно вычислить координаты точек K_1 и K_2 , где зеркала пересекаются лучами-траекториями. Далее абсолютные значения скоростей нейтрона в этих точках легко найти из (3.15). Тем самым определяется траектория нейтрона между зеркалами, и, следовательно, можно вычислить углы между оптической осью и вектором скорости нейтрона как до, так и после отражения от зеркал. Исходя из зеркальности закона отражения, теперь легко получить необходимые соотношения для определения нормалей к поверхностям зеркал в точках K_1 и K_2 . Для определения k коэффициентов в (3.12, 3.13) надо провести k лучей. Задача сводится к решению системы линейных уравнений для нормалей в точках пересечения зеркал всеми лучами:

$$\text{tg} \gamma_1 = 2 \cdot A_1 \cdot (y_1^i)^2 + 4 \cdot B_1 \cdot (y_1^i)^3 + 6 \cdot C_1 \cdot (y_1^i)^5 + \dots \quad (3.16)$$

$$\text{tg} \gamma_2 = 2 \cdot A_2 \cdot (y_2^i)^2 + 4 \cdot B_2 \cdot (y_2^i)^3 + 6 \cdot C_2 \cdot (y_2^i)^5 + \dots \quad (3.17)$$

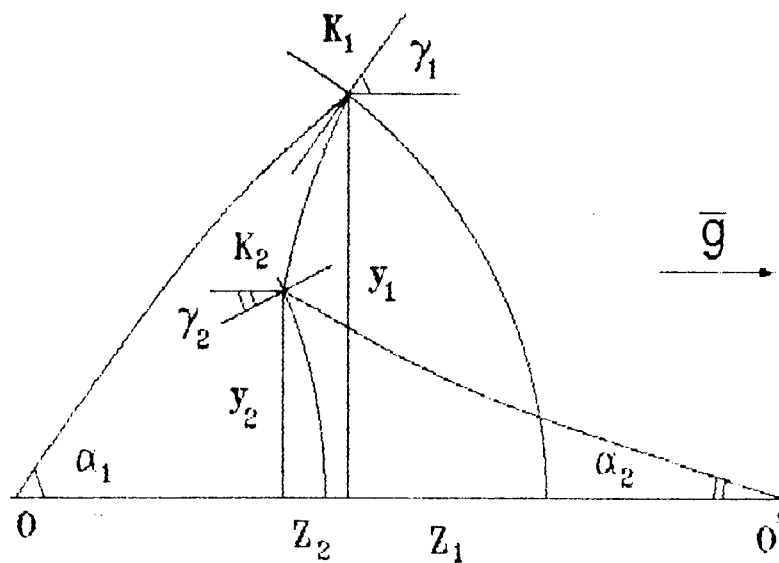


Рис. 3.3 К расчету апланатической зеркальной пары.

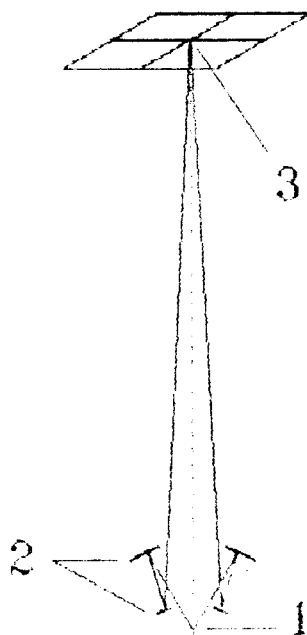


Рис. 3.4 Схема нейтронного микроскопа с апланатическим объективом [70,71]. 1-объект, 2-объектив, 3-нейтронное изображение.

где $i = 1, \dots, k$; $\gamma_{1,2}$ - угол нормали с осью Z , индексы 1 и 2 относятся к разным зеркалам, а верхние индексы нумеруют лучи. Разрешив эту систему и подставив полученные значения коэффициентов в (3.12, 3.13), получим следующие приближения для Z_1 и Z_2 . Количество итераций определяется желаемой точностью. Отметим, что первые коэффициенты A_1, A_2 определяют параксиальные радиусы кривизны зеркал.

§ 3.4. Нейтронный микроскоп с апланатическим объективом.

Для оценки возможности применения апланата в нейтронном микроскопе, указанным выше способом был рассчитан двухзеркальный объектив простейшей проекционной схемы микроскопа (рис. 3.4). Расчет проводился для пяти лучей. Вычисленная форма зеркал определяется уравнениями:

$$Z_1 = 0.63134 \cdot y_1^2 + 0.29314 \cdot y_1^4 + 0.28159 \cdot y_1^6 + 0.27637 \cdot y_1^8 + 0.79555 \cdot y_1^{10}, \quad (3.18)$$

$$Z_2 = 0.63134 \cdot y_2^2 + 1.7804 \cdot y_2^4 + 8.6071 \cdot y_2^6 + 47.378 \cdot y_2^8 + 711.81 \cdot y_2^{10}. \quad (3.19)$$

Все размеры даны в сантиметрах. Диапазон апертурных углов объектива $14.7^\circ - 30.5^\circ$. Первое вогнутое зеркало имеет центральное отверстие диаметром 0.14 см. Во втором выпуклом зеркале отверстие должно быть равно 0.35 см. Расстояние между зеркалами по вершинам 0.56 см, а между источником нейтронов и первым зеркалом 0.6861 см. Фокусное расстояние объектива составляло 2.8 мм, увеличение 25. Числовая апертура $A = 0.5$. Расчетная скорость нейтрона 6 м/сек (660Å).

Для оценки работоспособности схемы был проведен потраекторный расчет во всем диапазоне рабочих углов. Расчет был сделан для объекта с поперечными размерами 0.6 мм. За разрешение принималась величина максимального размера пятна рассеяния в плоскости

детектора, деленного на увеличение. Расчетное разрешение для 6 м/сек составило 1.6 мкм на краю поля, а в центре поля имело волновое ограничение. В приведенном примере не были приняты меры по ахроматизации, что можно сделать, увеличивая число зеркал, тем не менее, как показывают расчеты для диапазона длин волн 630-690 Å, расчетное разрешение в центре и на краю поля составило 1.36 и 2.8 мкм соответственно. При расширении спектрального диапазона в пределах 610-720 Å разрешение ухудшилось до величин 2.2 и 3.9 мкм. Ухудшение разрешения связано как с геометрическими, так и с хроматическими aberrациями.

Данная схема нейтронного микроскопа признана изобретением [70].

Специальная форма зеркал, оптимальная для параболических лучей, делает такой объектив более пригодным для УХН, чем для света. Разрешение для света составляет величину, меняющуюся по полю в пределах от 5.6 до 12 мкм.

По сравнению с микроскопом А.Штайерла [42,43] предложенная схема при одинаковом спектральном диапазоне ($\Delta\lambda = 100 \text{ Å}$) имеет лучшее разрешение и почти в три раза большую светосилу. К ее недостаткам следует отнести необходимость изготовления асферических зеркал.

§ 3.5. Возможности улучшения бисферической нейтронно-оптической системы [13].

В работе [13] описан эксперимент с ахроматичной системой, состоящей из двух сферических зеркал (рис. 1.6). Проведенный автором потраекторный расчет показал, что эта система обладает геометрическими aberrациями, значительно превышающими хроматические, что ограничивает разрешение на уровне 100 мкм.

По описанному выше алгоритму на основе предложенной авторами работы [13] геометрии был рассчитан апланат.

$$z_1 = 2.4986 \cdot 10^{-3} \cdot y_1^2 + 1.8694 \cdot 10^{-8} \cdot y_1^4 + 7.5065 \cdot 10^{-13} \cdot y_1^6 + 2.0804 \cdot 10^{-17} \cdot y_1^8, \quad (3.20)$$

$$z_2 = 1.6668 \cdot 10^{-3} \cdot y_2^2 - 1.7190 \cdot 10^{-8} \cdot y_2^4 - 8.9707 \cdot 10^{-13} \cdot y_2^6 - 3.5865 \cdot 10^{-17} \cdot y_2^8. \quad (3.21)$$

Размеры даны в миллиметрах. Потраекторный расчет показал, что для диапазона скоростей от 4 до 6.8 м/сек разрешение может составлять около 10 мкм по полю $3.5 \times 3.5 \text{ мм}^2$.

Предложенный выше алгоритм пригоден для систем с произвольной ориентацией оптической оси. Возможны также повороты и сдвиги оптических осей отдельных частей составляющих нейтронно-оптическую систему. Для расчета необходимо только получить соотношение аналогичное (3.9). Форму зеркал следует искать в более общем виде.

В заключении заметим, что в испытанных к настоящему времени ахроматизированных нейтронных микроскопах геометрические гравитационные aberrации являются определяющими [13,43,48]. Поэтому предложенный автором способ расчета нейтронных апланатов является актуальным.

§ 3.6. Основные результаты главы.

1. Показано, что при использовании непараксиальных пучков в нейтронно-оптических системах имеют место гравитационные геометрические aberrации.

2. Развита метод расчета апланатических оптических систем для параболических лучей.

3. Предложен и рассчитан зеркальный апланатический микроскоп для ультрахолодных нейтронов с разрешением в несколько микрон [70,71].

ГЛАВА 4.

НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП С МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ ЗЕМЛИ.

§ 4.1. Компенсация гравитационной силы неоднородным магнитным полем.

Предложение об использовании неоднородного магнитного поля для уменьшения хроматических гравитационных aberrаций в нейтронно-оптических системах было сделано в работе [57].

Поскольку сила, действующая на магнитный диполь в неоднородном магнитном поле, есть $\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B})$, то условие компенсации силы тяжести запишется следующим образом:

$$\vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) + m \cdot g \cdot \vec{k} = 0, \quad (4.1)$$

где $\vec{\mu}$ - магнитный момент нейтрона, \vec{B} - магнитная индукция, \vec{k} - единичный вектор оси OZ. Конечно, условие (4.1) можно выполнить только для определенной поляризации нейтронов.

Для очень медленных нейтронов условия прохождения через область с магнитным полем можно считать полностью адиабатическими, то есть, направление магнитного момента "следит" за направлением магнитного поля, а проекция магнитного момента на вектор индукции сохраняется. При этом условие (4.1) переписывается в виде:

$$\mu \cdot \vec{\nabla} |B| + m \cdot g \cdot \vec{k} = 0 \quad (4.2)$$

или в цилиндрической системе координат:

$$\mu \cdot \frac{\partial |B|}{\partial z} = - m \cdot g, \quad \frac{\partial |B|}{\partial \rho} = 0. \quad (4.3)$$

Второе условие (4.3) необходимо для того, чтобы исключить возникновение "паразитной" магнитной силы в горизонтальной плоскости.

Подстановка в (4.3) численных значений дает необходимую величину градиента поля $d|B|/dz = 1.7$ Тл/м.

По-видимому, добиться точного выполнения обоих уравнений (4.3) во всей области пространства невозможно. Однако, в некоторой точке

эти уравнения могут быть совместимы. В протяженной области, близкой к этой точке, где верны уравнения (4.3), можно выполнить приближенные условия

$$\frac{\partial|B|}{\partial\rho} \ll \frac{\partial|B|}{\partial Z} \approx \frac{m \cdot g}{\mu}. \quad (4.4)$$

В работе [60] рассматривалась возможность использования витка с током для создания необходимого неоднородного магнитного поля. На рис. 4.1 представлены значения B , $\frac{\partial|B|}{\partial\rho}$, $\frac{\partial|B|}{\partial Z}$ от витка единичного радиуса, по которому течет единичный ток, при различных значениях ρ и Z [60]. $Z=0$ в плоскости витка.

Видно, что в области $Z \approx 0.6$ при различных значениях ρ кривые $\frac{\partial|B|}{\partial\rho}$ пересекают ось абсцисс, а при некотором удалении от точки $Z = 0.6$ значения радиального градиента малы при небольших значениях ρ . В области $0.5 < Z < 0.7$, $\rho < 0.2$ величина вертикального градиента существенно превышает величину радиальной компоненты, меняясь при этом не слишком сильно. Поэтому в этой области пространства условие (4.4) может быть выполнено с некоторой точностью. Вопрос о точности выполнения этих условий связан с соотношением размеров витка и области пространства, где требуется скомпенсировать силу тяжести. Например, 50-кратную компенсацию силы тяжести в объеме $2 \times 2 \times 2 \text{ см}^3$ можно получить с помощью витка диаметром около 80 см. При этом Z и ρ компоненты остаточной силы примерно одного порядка. Необходимая величина тока равна $\sim 500 \text{ кА}$. Такой ток вполне достижим в сверхпроводящей системе. Если же потребовать компенсацию силы тяжести во всей области нейтронно-оптической системы, то магнитная система и значение тока становятся непомерно большими. Однако такой компенсации, по-видимому, и не требуется. Ниже будет показано, что в область компенсации достаточно поместить только объектив.

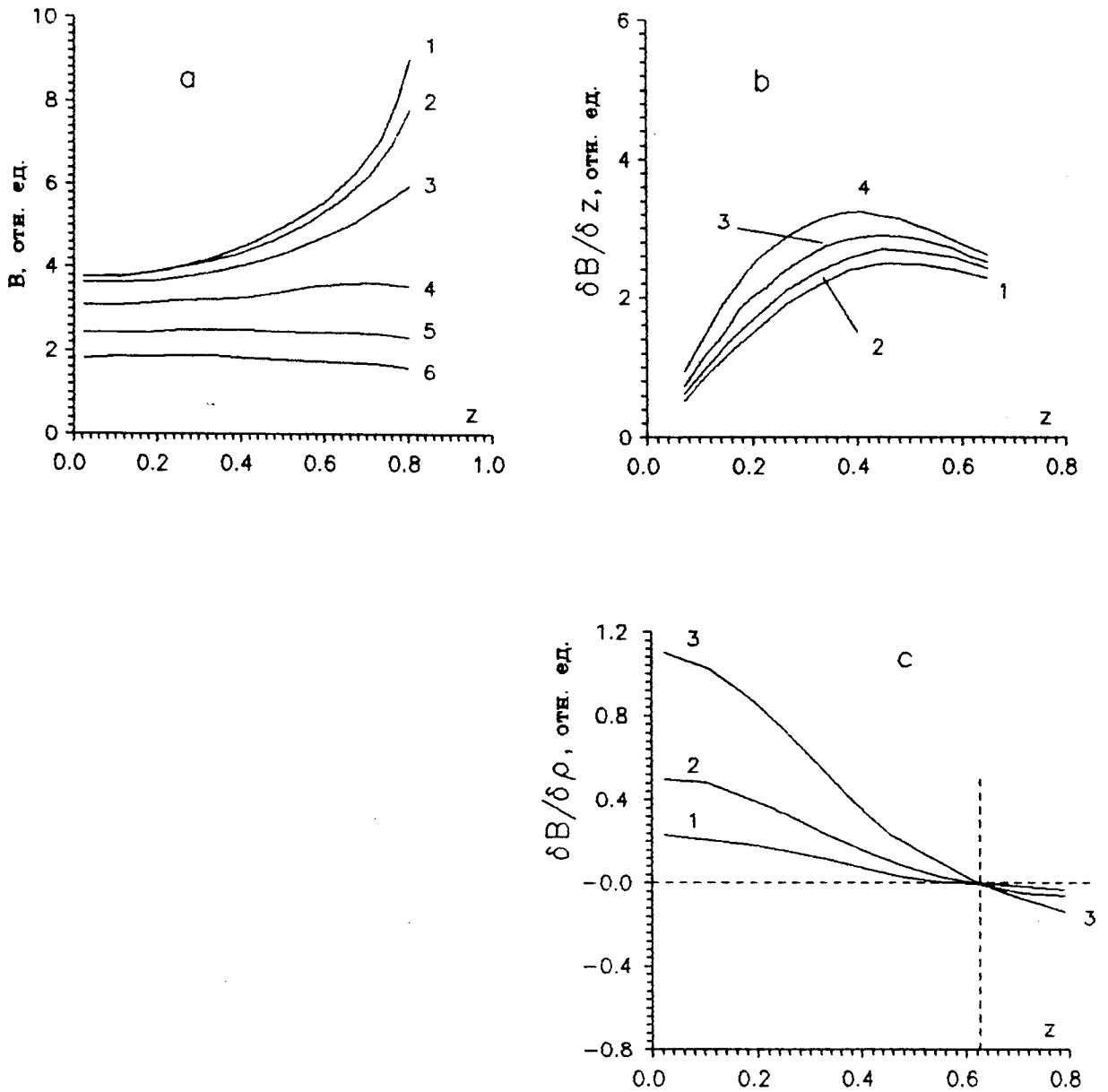


Рис. 4.1 Магнитная индукция и градиенты индукции от витка с током единичного радиуса в зависимости от высоты Z , отсчитанной от плоскости витка [60]. (а-индукция; кривые 1÷6 соответствуют расстояниям от оси, равным 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8. б-вертикальный градиент индукции; кривые 1÷4 соответствуют расстояниям от оси, равным 0, 0.2, 0.3, 0.4. в-радиальный градиент индукции; кривые 1÷3 соответствуют расстояниям от оси, равным 0.05, 0.1, 0.2.)

§ 4.2. Нейтронно-оптическая система в неоднородном магнитном поле.

В главе 2 отмечалось, что увеличение нейтронно-оптической системы в соответствии с (2.29) равно

$$M^x = 1/V_{22}. \quad (4.5)$$

Таким образом, M^x определяется только параметрами матрицы \hat{V} и не зависит от особенностей последнего перемещения \hat{T} . Следовательно, хроматизм увеличения связан непосредственно с оптическими элементами: зеркалами, преломляющими поверхностями. Поэтому, если представить себе ситуацию, когда объект и некоторая ахроматизированная оптическая система (объектив) находятся в оптически однородной среде ($n=1$), а между объективом и плоскостью изображения среда неоднородна ($n=n(\vec{r}, \nu)$), то система в целом будет обладать только хроматизмом положения, связанным с последним пролетным участком, а хроматизм увеличения при этом будет отсутствовать.

Предположим, что нейтронный микроскоп в оптическом отношении представляет собой просто проектирующий объектив с размерами, характерными для объективов обычных микроскопов. В этом случае вполне возможно эффективно скомпенсировать силу тяжести Земли в области, где расположен объектив. Распространяясь от объектива к плоскости изображения, где должен быть расположен некоторый детектор, нейтроны будут постепенно выходить из области компенсации. Если они двигаются при этом достаточно близко к оси, то на их движение не будет оказывать сильного возмущающего действия возрастающая радиальная магнитная сила.

Для качественного анализа снова рассмотрим модель, в которой компенсация силы тяжести в области объектива идеальна, а начиная с некоторой высоты $Z_0 = 0$, компенсирующее поле полностью отсутствует (рис. 4.2). Примем, что объектив полностью скомпенсирован на

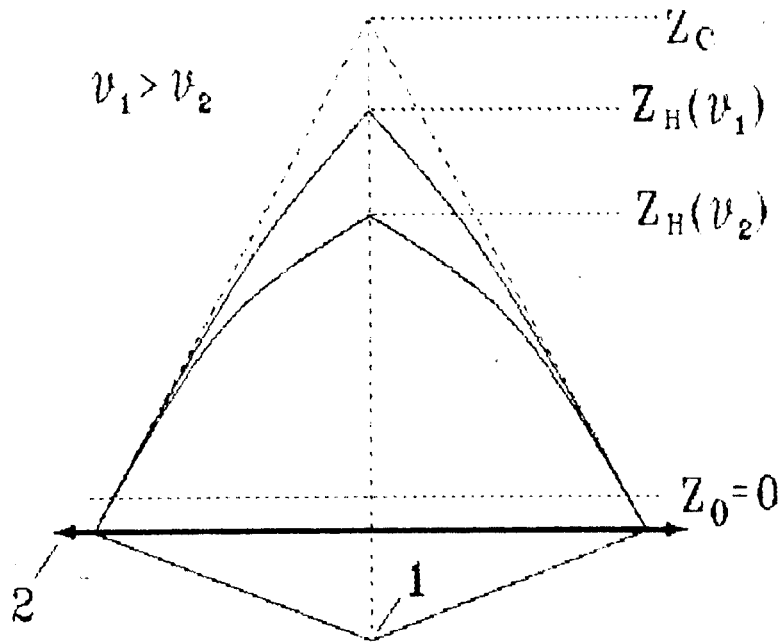


Рис. 4.2 Идеальный сходящийся сферический фронт немонэнергетичных нейтронов в поле тяжести Земли. 1-источник; 2-идеальный оптический элемент; Z_c -плоскость светового изображения; $Z_H(v_1)$, $Z_H(v_2)$ -плоскости фокусировки нейтронов, покинувших плоскость оптического элемента ($Z_0=0$) соответственно со скоростями v_1, v_2 .

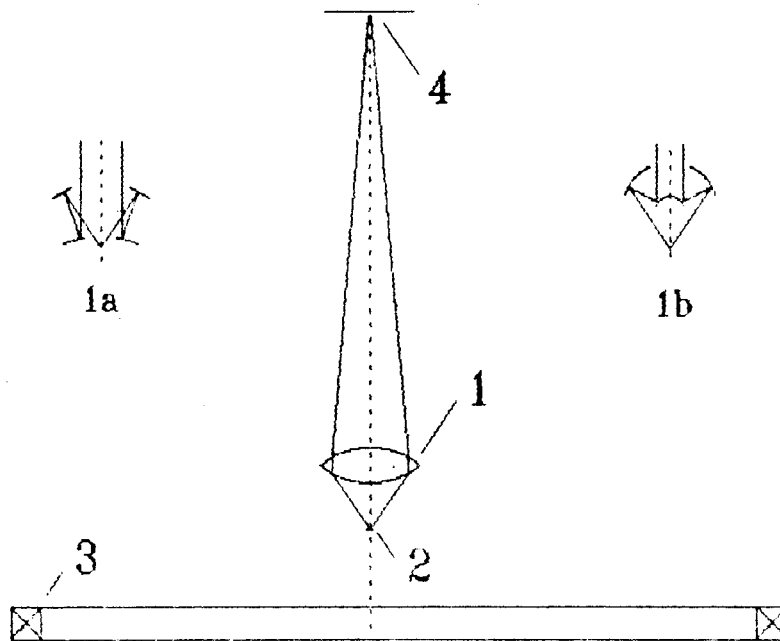


Рис. 4.3 Нейтронный микроскоп с компенсацией гравитационных искажений неоднородным магнитным полем витка с током [61]. 1-объектив (1а, 1б-возможные варианты), 2-объект, 3-магнитная система, 4-плоскость детектора.

оптические aberrации, то есть, является идеальным оптическим элементом. Пусть система дает световое изображение в плоскости $Z = Z_C = 15$ см с увеличением $M^X = 50$. В главе 2 было получено, что плоскость изображения определяется выражением (2.25):

$$T = -B_{12}/B_{22}. \quad (4.6)$$

Если бы вся система находилась в невесомости ($n=1$), то

$$T = \int_0^{Z_C} \frac{dZ}{n(v_0, Z)} = Z_C = -B_{12}/B_{22}. \quad (4.7)$$

Поскольку объект и объектив находятся в области компенсации, а коэффициенты B_{12} , B_{22} определяются только областью пространства, где расположены объект и объектив, то они совпадают с теми значениями, которые система имела бы для света и, следовательно,

$$Z_C = -B_{21}/B_{22} = \int_0^{Z_H} \frac{dZ}{n(v_0, Z)} = \left| \frac{v_0^2}{g} \left[1 - \left[1 - \frac{2 \cdot g \cdot Z_H}{v_0^2} \right]^{1/2} \right] \right|. \quad (4.8)$$

Если компенсации на последнем участке нет, то положение плоскости нейтронного изображения Z_H будет отличаться от положения оптического изображения, причем это отличие зависит от скорости

$$Z_H = \frac{v_0^2}{2 \cdot g} \cdot \left[1 - \left[1 - \frac{Z_C \cdot g}{v_0^2} \right]^2 \right]. \quad (4.9)$$

Для диапазона скоростей 4.5-6 м/сек разброс положений нейтронных изображений $\Delta Z_H = 2.38$ мм.

Оценим, к каким ограничениям в разрешении системы это приводит. В соответствии с (2.30) имеем:

$$L_H = L_0/M^X. \quad (4.10)$$

Если показатели преломления в пространстве объекта и в пространстве изображения равны (в нашем случае они отличаются всего на 9%, так как размеры пролетного участка в оптической системе много

меньше максимальной высоты подъема нейтрона в гравитационном поле), то выражение (4.10) принимает вид:

$$\vartheta = \theta/M^X, \quad (4.11)$$

где ϑ и θ - соответственно выходной и входной апертурные углы системы. Пусть $\theta = 45^\circ$, а диаметр детектора, ограничивающий размер поля зрения в плоскости изображения, равен 1.5 см. Тогда, аналогично тому, как это было сделано в главе 2, получим, что хроматизм положения ограничивает разрешение прибора на уровне 1 мкм в центре и на уровне 1.5 мкм на краю изображения.

Таким образом, несмотря на оставшиеся хроматические искажения по положению, можно получить неплохое разрешение благодаря малости углов сходящегося пучка за объективом.

Выше предполагалась полная компенсация гравитационной силы в области объектива. Однако, при магнитной компенсации это не так. В системе большого увеличения небольшая нескомпенсированность может приводить к заметным искажениям, в том числе к хроматизму увеличения.

Имеется и обратный эффект. В реальной ситуации при использовании достаточно большой магнитной системы некоторая компенсация имеется во всем объеме микроскопа.

Заметим, что в микроскопе с магнитной компенсацией силы тяжести одновременно с проблемой уменьшения хроматических aberrаций частично решается и проблема, рассмотренных в главе 3, геометрических гравитационных aberrаций. Нейтроны в объективе двигаются практически по прямолинейным траекториям, поэтому возможно использование апланатических объективов, рассчитанных для света.

§ 4.3. Расчет нейтронного микроскопа с магнитной компенсацией поля тяжести.

С целью проверки изложенных выше соображений автором был

проведен потраекторный расчет простого микроскопа с магнитной компенсацией гравитационной силы в области объектива. Оптическая система прибора состояла только из двухзеркального объектива, проектирующего объект в плоскость изображения (плоскость детектора) (рис. 4.3). По-видимому, с точки зрения компенсации не очень существенно, какую схему зеркального объектива использовать в расчетах.

На первом этапе была выбрана предложенная в [64] двухзеркальная схема объектива Берча (объектив типа 1а). Объектив состоит из асферических выпуклого и вогнутого зеркал. Параксиальные радиусы соответственно равны 2.01 мм и 20.9 мм. Фокусное расстояние $f = 3.6$ мм, апертурный угол $\alpha = 19^\circ$. Расчет велся для диапазона скоростей от 4.5 до 6 м/сек (66+88 нм). При этом размер объектива составлял примерно 3 см, что больше, чем в приведенных выше оценках. Геометрия схемы обеспечивала фокусировку света в плоскости $Z = 14$ см (расстояние отсчитывается от объекта) с увеличением $M^X = 40$.

Компенсирующая обмотка представляла собой виток с током радиуса 50 см. Для того, чтобы осевой градиент индукции на высоте $Z = 0.6 \cdot R$ составлял требуемую величину 1.7 Тл/м, ток в витке должен составлять $8.23 \cdot 10^5$ А. Если для создания нужной индукции использовать сверхпроводящую обмотку с плотностью тока 10^4 А/см², то обмотка должна иметь сечение масштаба 90+100 см². Было проверено расчетом, что картина градиентов индукции от прямоугольной обмотки сечением примерно 10×10 см² практически не отличается от той, что была получена для тонкого витка.

Точный расчет траектории движения частицы в поле, неоднородном по двум координатам, представляет собой достаточно трудную задачу, поэтому было сделано несколько упрощающих допущений.

Поскольку величина максимального отклонения траектории нейтрона от оптической оси составляла в единицах радиуса всего $7 \cdot 10^{-3}$, то при

расчете вертикальной силы пренебрегалось, радиальной зависимостью величины $\frac{\partial |B|}{\partial Z}$. Зависимость величины $\frac{\partial |B|}{\partial Z}$ от Z описывалась ступенчатой функцией. При этом каждый участок траектории (например, от источника до первого зеркала или между зеркалами) разбивался на несколько частей. Величина вертикального градиента вычислялась в середине каждого отрезка и считалась постоянной внутри него. Количество необходимых разбиений определялось по стабилизации результатов вычислений. Радиальный градиент аппроксимировался функцией

$$\frac{\partial |B|}{\partial \rho} = \rho(A_i + B_i \rho), \quad (4.12)$$

где коэффициенты A_i , B_i определены для шести значений высоты Z . Траектория нейтрона искалась в виде

$$Z = C_0 + C_1 t + C_2 t^2, \quad (4.13)$$

$$\rho = D_0 + \sum_i D_i(t)^i, \quad i=1, 2, \dots, 6, \quad (4.14)$$

где C_i и D_i - искомые коэффициенты, t - время.

В расчете фиксировался разброс точек пересечения траектории с плоскостью изображения в зависимости от входного угла и скорости нейтрона.

Первоначально расчет проводился без учета воздействия силы тяжести и магнитного поля, то есть, были, проверены обычные оптические свойства объектива. Величина разрешения определялась как размер пятна рассеяния в плоскости изображения, деленный на увеличение. Разрешение составило:

- 1) в центре поля 0.8 мкм;
- 2) для точки, смещенной от оси на 0.1 мм - 1.6 мкм;
- 3) для точки, смещенной на 0.2 мм - 4.56 мкм.

Таким образом, видно, что собственные aberrации у выбранного объектива не малы, что связано с неоптимальной формой зеркал. Тем не

менее, оказалось возможным проверить эффект магнитной компенсации.

В присутствии силы тяжести и без магнитной компенсации разрешение составило 250 мкм, что демонстрирует реальность проблемы гравитационных aberrаций.

Полный расчет, учитывающий как влияние силы тяжести, так и магнитные силы, дал следующие результаты для разрешающей способности:

- 1) в центре поля - 0.7 мкм;
- 2) для точки, смещенной от оси на 0.1 мм - 1.83 мкм.

Видно, что присутствие неоднородного поля кардинально меняет ситуацию. Некоторое улучшение разрешения в центре поля связано, как показал последующий анализ, с тем обстоятельством, что небольшое остаточное радиальное поле несколько скомпенсировало оптические aberrации, изначально присущие объективу. Разрешение для смещенной точки лишь немного больше величины разрешения для света.

Дальнейшие расчеты были проведены с объективом с улучшенными оптическими свойствами и меньшими размерами. Он состоял из двух асферических зеркал с равным параксиальным радиусом 8.442 мм (объектив типа 16). Воспользовавшись, предложенным в [76] алгоритмом, легко было рассчитать форму зеркал таким образом, что в отсутствии гравитации объектив давал апланатическое изображение источника в плоскости, отстоящей от него на расстояние 15 см с оптическим увеличением $M^X = 50$. Числовая апертура $A = \sin \alpha$ была равна $A = 0.5$. Максимальное расстояние крайнего луча от оси внутри объектива составляло ~3.5 мм, а в выходном пучке - ~1.5 мм. В качестве магнитной системы в этой модели также был принят виток с током диаметром 1 метр.

Для рабочего поля микроскопа $0.3 \times 0.3 \text{ мм}^2$ были получены следующие результаты для разрешения:

- 1) в центре поля - 0.1 мкм;
- 2) на краю поля - ~0.3 мкм.

Диапазон скоростей нейтронов был задан: 4.5+6 м/с (66+88 нм). Видно, что полученное потраекторным расчетом разрешение выше, чем сделанные ранее оценки. Причина этого состоит в том, что ранее предполагалось полное отсутствие компенсации силы тяжести на последнем отрезке. На самом же деле такая компенсация имеется, что и учитывалось в прямом расчете.

При чисто траекторном расчете не принимались во внимание дифракционные ограничения разрешения, считалось, что они меньше, чем рассматриваемые геометрические. Действительно, как известно [77], волновое ограничение определяется дифракцией на апертурной диафрагме объектива и равно

$$\delta \approx \frac{0.6 \cdot \lambda}{A}, \quad (4.15)$$

где A - числовая апертура, λ - длина волны нейтрона. Для рассмотренной выше схемы микроскопа $\delta \approx 0.06$ мкм, что не намного меньше, чем полученные выше оценки.

Таким образом, разрешение нейтронного микроскопа с магнитной компенсацией вплотную приближается к волновому пределу разрешения.

§ 4.4. Основные результаты главы.

1. Показано, что в нейтронно-оптических системах хроматизм увеличения не зависит от сил, которые действуют на нейтроны между объективом и плоскостью изображений.

2. Предложен и рассчитан зеркальный нейтронный микроскоп с магнитной компенсацией гравитационных искажений. Разрешение прибора лучше 300 нм. Размер поля зрения 300x300 мкм² [61].

ГЛАВА 5

ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ МИКРОСКОП.

§ 5.1. Компенсация гравитационного смещения в горизонтальных схемах (параксиальный расчет).

В главе 2 было показано, что при горизонтальном расположении оптической оси в нейтронно-оптической системе отсутствует хроматизм увеличения и хроматизм положения. Нейтроны различных скоростей формируют изображение в одной и той же плоскости и с одним и тем же увеличением. Однако, изображения оказываются сдвинуты относительно друг друга. Величина этого сдвига зависит от скорости нейтрона.

Для одиночного оптического элемента с горизонтальной оптической осью с помощью матриц 3×3 легко получить (рис. 5.1)

$$X_3 = M \cdot X_1 - 0.5 \cdot j \cdot R \cdot T_{12}^3 \cdot M^2, \quad (5.1)$$

где $M = \frac{1}{R \cdot T_1 + 1}$ - оптическое увеличение для света, $j = \frac{g}{v_0^2}$. Допустим,

что на пути нейтрона от нейтронной линзы к изображению в плоскости $Z = Z_3$ каким-то образом удалось изменить направление вектора \bar{g} на противоположное (рис. 5.2). Тогда

$$X_4 = M \cdot X_1 + 0.5 \cdot j \cdot [-R \cdot T_{12}^3 \cdot M^2 - 2 \cdot T_{34}^2]. \quad (5.2)$$

Если плоскость Z_3 расположить таким образом, чтобы выражение в квадратных скобках равнялось 0, то пропадает зависимость X_4 от j и, тем самым, достигается полная ахроматизация в параксиальном приближении.

§ 5.2. Оборачивающие зеркала как компенсирующий элемент.

В рассматриваемой модели предполагалось, что меняет знак вектор силы тяжести. Аналогичный эффект будет, если в плоскости $Z = Z_3$ зеркально отобразить лучи-нейтроны относительно оптической оси. Такое преобразование лучей можно сделать с помощью обратной

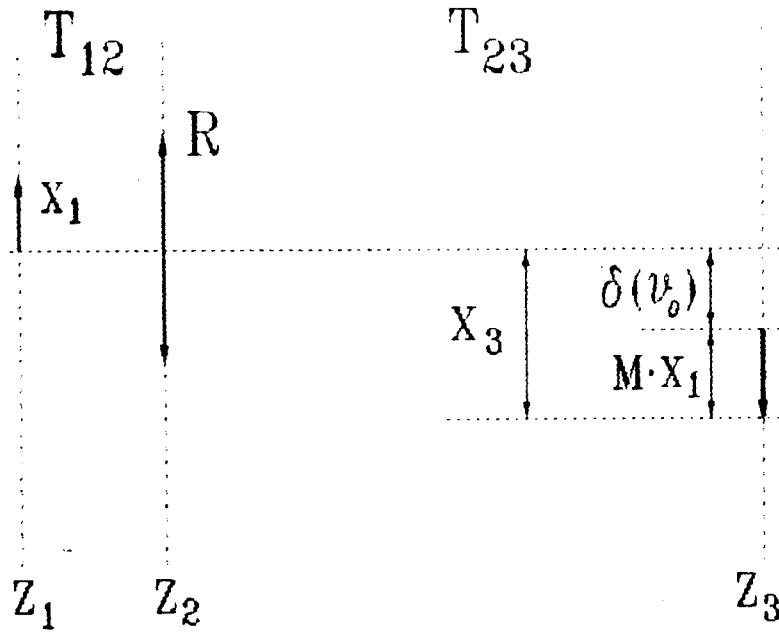


Рис. 5.1 "Нейтронная линза" с горизонтальной оптической осью. Нейтроны различных скоростей формируют изображение в одной и той же плоскости $Z=Z_3$ и с одним тем же увеличением M . От скорости зависит величина смещения $\delta(\varphi)$.

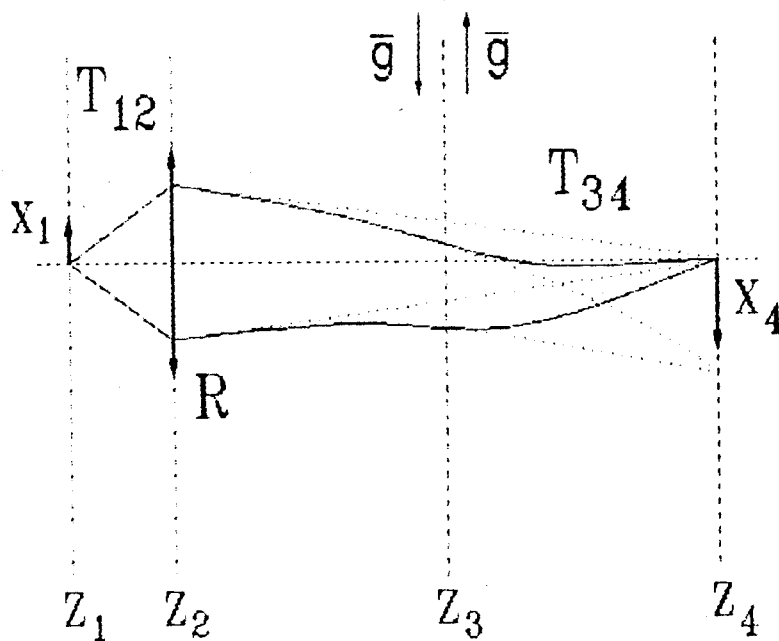


Рис. 5.2 К объяснению возможности ахроматизации схемы с горизонтальной оптической осью. На участке между Z_2 и Z_3 сходящийся пучок нейтронов отклонится вниз, а после плоскости $Z=Z_3$ - вверх. В результате нейтроны независимо от их первоначальной скорости сфокусируются в плоскости светового изображения ($Z=Z_4$) на оптической оси.

системы, состоящей из двух плоских зеркал (рис. 5.3). (Использовать оборотную систему для компенсации гравитационных искажений предложил М.М.Русинов.) Первое зеркало отражает пучок нейтронов вниз, а второе - назад. Теперь приведенная длина последнего отрезка состоит из суммы $T_3 = T_{23} + T_0 + T_{34}$ (рис. 5.4). Поскольку отрезок T_0 расположен вертикально, то его приведенная длина не равна просто величине отрезка и зависит от скорости нейтронов, и, следовательно, система обладает хроматическими аберрациями. Как отмечалось в главе 4, если хроматизм появляется на последнем отрезке, то этот хроматизм не может быть хроматизмом увеличения.

На основании приведенных выше рассуждений был проведен расчет расположения элементов нейтронного микроскопа с оборотной системой. В расчет были заложены параметры имевшегося у нас концентрического бисферического объектива Берча с увеличением 47.2 (рис. 5.5). Радиусы зеркал равны: $r_1 = 14.17$ мм, $r_2 = 5.41$ мм. Расстояние между зеркалами $d = 8.76$ мм. Величина h из конструктивных соображений равна 16.6 мм. Опустив достаточно громоздкие вычисления, приведем лишь конечную формулу:

$$X_{II} = X_0 \cdot M_1 \cdot M_2 - j \cdot [(T_3'')^2 + T_3'' \cdot T_0 - \gamma], \quad (5.3)$$

здесь X_0 , X_{II} - линейные размеры соответственно объекта и его изображения, T_0 - приведенное расстояние между зеркалами оборотной системы, T_3'' - расстояние от последнего зеркала оборотной системы до плоскости изображений.

$$\gamma = 0.5 \cdot (-R_1 \cdot T_1^3 \cdot M_1^2 \cdot M_2 - R_2 \cdot (T_2^0)^3 \cdot M_2^2 - T_0^2). \quad (5.4)$$

В этом выражении $R_1 = -2/r_1$, $R_2 = 2/r_2$, T_1 - расстояние от объекта до первого зеркала, $M_1 = 1/(R_1 \cdot T_1 + 1)$ - увеличение первого зеркала, $T_2^0 = d + T_1 \cdot M_1$ - расстояние от промежуточного мнимого изображения объектива до второго зеркала, $M_2 = 1/(R_2 \cdot T_2^0 + 1)$ - увеличение второго зеркала.

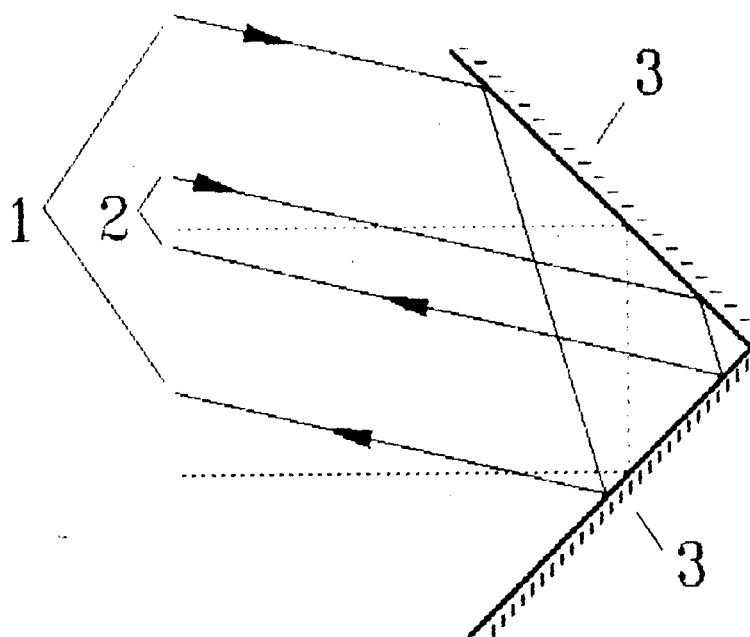


Рис. 5.3 Обратная система. После отражения луч 1 оказывается ниже, чем луч 2. Воздействие обратной системы равносильно зеркальному отражению относительно оптической оси.

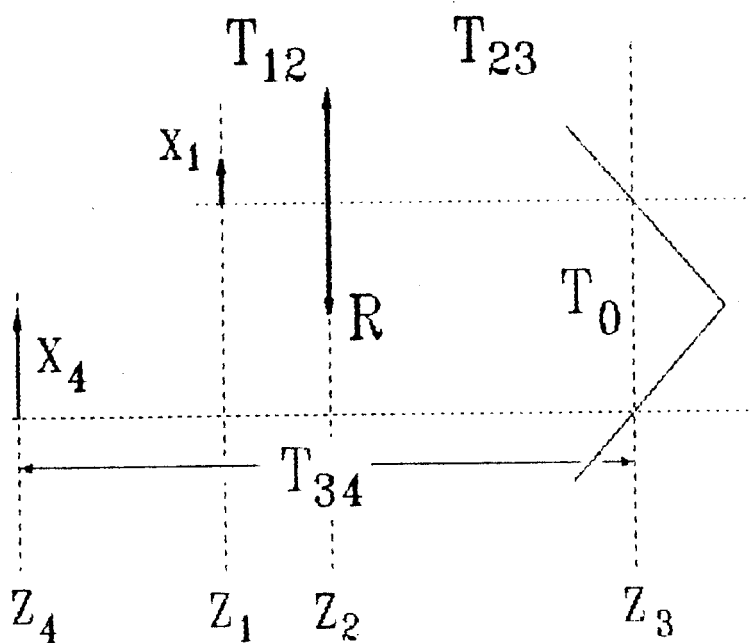


Рис. 5.4 К расчету положения обратной системы.

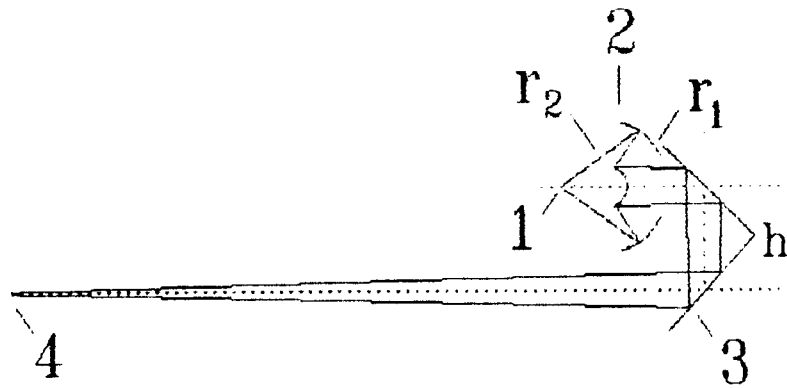


Рис. 5.5 Схема нейтронного микроскопа с горизонтальным ходом нейтронных лучей и обратной системой [62]. 1-объект, 2-бисферический объектив, 3-обратная система, 4-изображение.

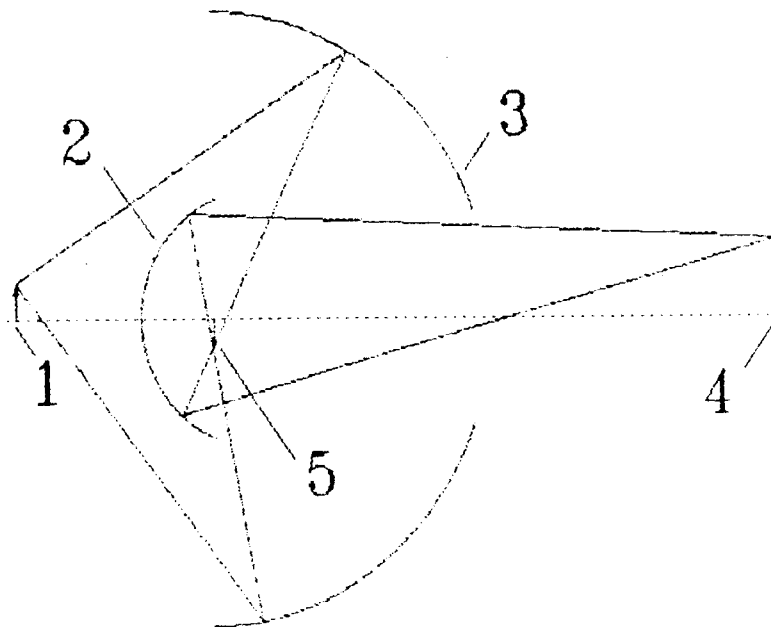


Рис. 5.6 Горизонтальная оптическая система с компенсацией хроматических aberrаций [74]. 1-объект; 2,3-зеркала; 4-изображение; 5-промежуточное реальное изображение.

Для того, чтобы положение объекта не зависило от скорости, необходимо приравнять нулю выражение, стоящее сомножителем при j . Отсюда, решив квадратное уравнение

$$(T_3'')^2 + T_3'' \cdot T_0 - \gamma = 0, \quad (5.5)$$

найдем положение оборотной системы относительно изображения:

$$T_3'' = -T_0/2 + \sqrt{T_0^2/4 + \gamma}, \quad (5.6)$$

и, следовательно, относительно положения объектива, так как последний отрезок определяется выражением

$$T_3 = -M_2 \cdot (T_2^0). \quad (5.7)$$

Подставив вместо T_0 величину h из выражений (5.6), (5.7) получаем $T_3'' = 176.26$ мм, $T_3 = 205.76$ мм, и, следовательно, первое зеркало оборотной системы должно находиться на расстоянии 12.89 мм от выпуклого зеркала объектива.

Выше был рассмотрен некоторый идеальный случай. Оказалось, что в параксиальном приближении при оптимальном расположении компенсирующего элемента система свободна от хроматических aberrаций. В то же время, простые оценки показывают, что без оборотной системы разрешение схемы должно быть порядка 200 мкм.

Однако, реальная ситуация должна отличаться от рассмотренной, по крайней мере, в связи с двумя обстоятельствами:

Во-первых, разброс в скоростях нейтронов приведет к небольшим отличиям в величине приведенной толщины T_0 . Однако, для нейтронов со скоростями $v = 4.5+6.8$ м/с приведенная толщина T_0 отличается от расстояния между зеркалами оборотной системы h всего на 0.05 мм.

Во-вторых, параксиальный расчет не принимает во внимание aberrации, не связанные с вариацией скорости, то есть, геометрические гравитационные aberrации. Для полного анализа системы необходим потраеторный расчет, результаты которого будут даны ниже.

Выражение (5.3) позволяет сделать оценку необходимой точности установки оборотной системы. Оборотная система не должна отстоять от оптимального положения далее, чем на $\delta = 0.3$ мм, для того, чтобы ухудшение разрешения из-за хроматических aberrаций ($v = 4+6.8$ м/с) было бы не более 1 мкм. Таким образом, поскольку разница между T_0 и h значительно меньше δ , то сделанная в расчетах замена T_0 на h правомочна.

В заключение этого раздела, отметим, что в некоторых специально рассчитанных оптических схемах компенсацию гравитационного хроматизма можно достигнуть и без оборотной системы. Действительно, сомножитель при j в (5.3) может равняться 0 и в случае $T_3'' = T_0 = 0$ при определенной геометрии бизеркальной системы. Пример такой нейтронно-оптической схемы дан в работе [74] (рис. 5.6). В этом случае первое зеркало формирует реальное промежуточное изображение.

§ 5.3. Геометрические гравитационные aberrации пролетного участка.

Прежде чем привести расчеты конкретного микроскопа, приведем некоторые результаты, имеющие достаточно общий характер. Рассмотрим снова модель, в которой идеальный объектив находится в бесполовом пространстве и формирует сходящийся пучок нейтронов (рис. 5.7).

Используя матричный аппарат, получим

$$\begin{bmatrix} X_3 \\ L_3 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & T_{12} & j/2 \cdot T_{12}^2 \\ 0 & 1 & j \cdot T_{12} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & T_{23} & -j/2 \cdot T_{23}^2 \\ 0 & 1 & -j \cdot T_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

ИЛИ

$$\begin{bmatrix} X_3 \\ L_3 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & T_{12} + T_{23} & j/2 \cdot (T_{12}^2 - T_{23}^2) \\ 0 & 1 & j \cdot (T_{12} - T_{23}) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} X_1 \\ L_1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (5.9)$$

Изображение, как было показано в главе 2, формируется в плоскости $Z = Z_c$ в точке, расположенной на расстоянии

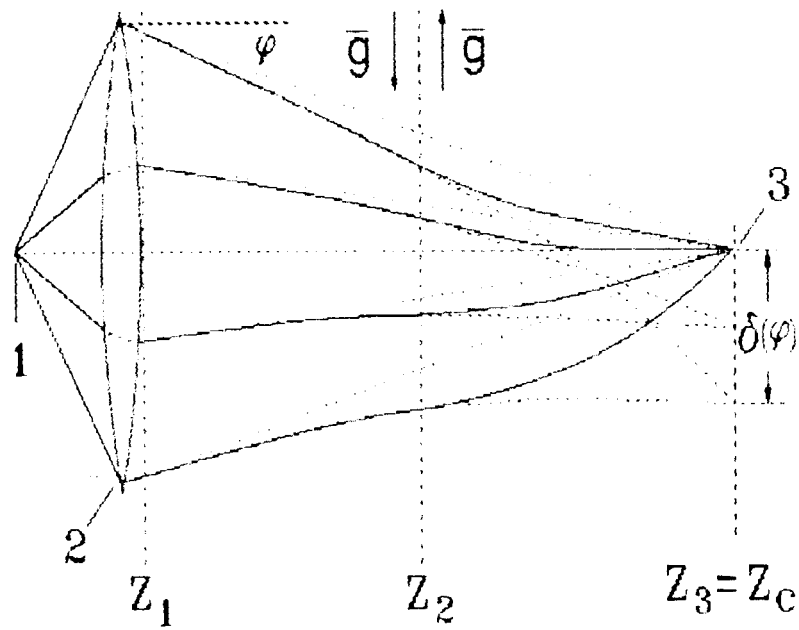


Рис. 5.7 К объяснению компенсации геометрических гравитационных aberrаций в схемах с горизонтальной оптической осью. 1-объект, 2-идеальный оптический элемент, 3-нейтронное изображение. Если $Z_2 - Z_1 = Z_3 - Z_2$, то нейтроны всех энергий независимо от входных углов φ сфокусируются в плоскости светового изображения ($Z = Z_c$) на оптической оси.

$$\delta = j/2 \cdot (T_{12}^2 - T_{23}^2) \quad (5.10)$$

от оптической оси. Рассмотрим действие обратной системы в этом случае. Легко получить, что в этом случае ее необходимо расположить на половине пути между объективом и изображением ($T_{12} = T_{23}$). Тогда $\delta = 0$, и нейтроны всех скоростей фокусируются на оптической оси.

Отметим, что сделанный вывод верен для любых углов φ , так как преобразования, полученные с помощью матриц \hat{T} , остаются справедливыми и для больших углов. Таким образом, применение обратной системы позволяет не только ахроматизировать систему, но также и уменьшить гравитационные геометрические аберрации.

§ 5.4. Потраекторный расчет горизонтального нейтронного микроскопа.

В реальном приборе траектории нейтронов составляют с оптической осью большие углы, достигающие вплоть до 30° . Очевидно, что при проектировании прибора необходимо было провести потраекторный расчет, который и был выполнен методом Монте-Карло.

С помощью генератора псевдо-случайных чисел задавались величина и направление вектора скорости нейтрона в плоскости изображения. Затем итерационным методом Ньютона определялись координаты точки пересечения траектории нейтрона с поверхностью вогнутого зеркала объектива. Далее находились вектора скорости падающего и отраженного нейтрона. Аналогичным образом прослеживалось прохождение нейтрона через всю оптическую систему. Конечным результатом одного цикла является координата нейтрона в плоскости изображений. Результатом же работы всей программы являлась матрица целых чисел 128×128 . Элемент матрицы N_{ij} равен количеству "розыгрышей", в результате которых координаты x , y нейтрона в плоскости изображений оказались в интервале

$$\frac{X_{\max} - X_{\min}}{128} \cdot t + X_{\min} < X < \frac{X_{\max} - X_{\min}}{128} \cdot (t+1) + X_{\min}, \quad (5.10)$$

$$\frac{Y_{\max} - Y_{\min}}{128} \cdot t + Y_{\min} < Y < \frac{Y_{\max} - Y_{\min}}{128} \cdot (t+1) + Y_{\min}, \quad (5.11)$$

здесь X_{\min} , X_{\max} , Y_{\min} , Y_{\max} - границы анализируемой области в плоскости изображений. Другими словами, элемент $N_{t,j}$ пропорционален яркости соответствующей точки изображения.

В расчет были заложены параметры реально существующего объектива. Радиусы кривизны вогнутого и выпуклого зеркал указаны выше, а их диаметры составляли 20 мм и 5 мм соответственно. Отверстие в большом зеркале было равно 5 мм.

В бисферическом объективе из-за экранирования малым зеркалом нет приосевых лучей, поэтому положение плоскости наилучшего разрешения для осевой точки не совпадает с полученным в параксиальном расчете. Выяснилось, что она находится на 13 мм ближе к оборотной системе.

На рис. 5.8 показано компьютерное изображение точки, расположенной на оси объектива. При использовании широкого спектра нейтронов ($\nu = 4.5+6.8$ м/с) оно образовано из ядра диаметром примерно 4+5 мкм и сильно разряженного, простирающегося вниз "хвоста". Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 20×20 мкм².

Важно было понять какой характер носят aberrации - хроматический или геометрический. Оказалось, что изображение точки полученное с моноэнергетическими нейтронами $\nu = 5.5$ м/с имеет не меньший размер (рис. 5.9). Таким образом, можно сделать вывод, что преобладают геометрические aberrации.

Обычно за разрешение прибора принимают ширину на половине

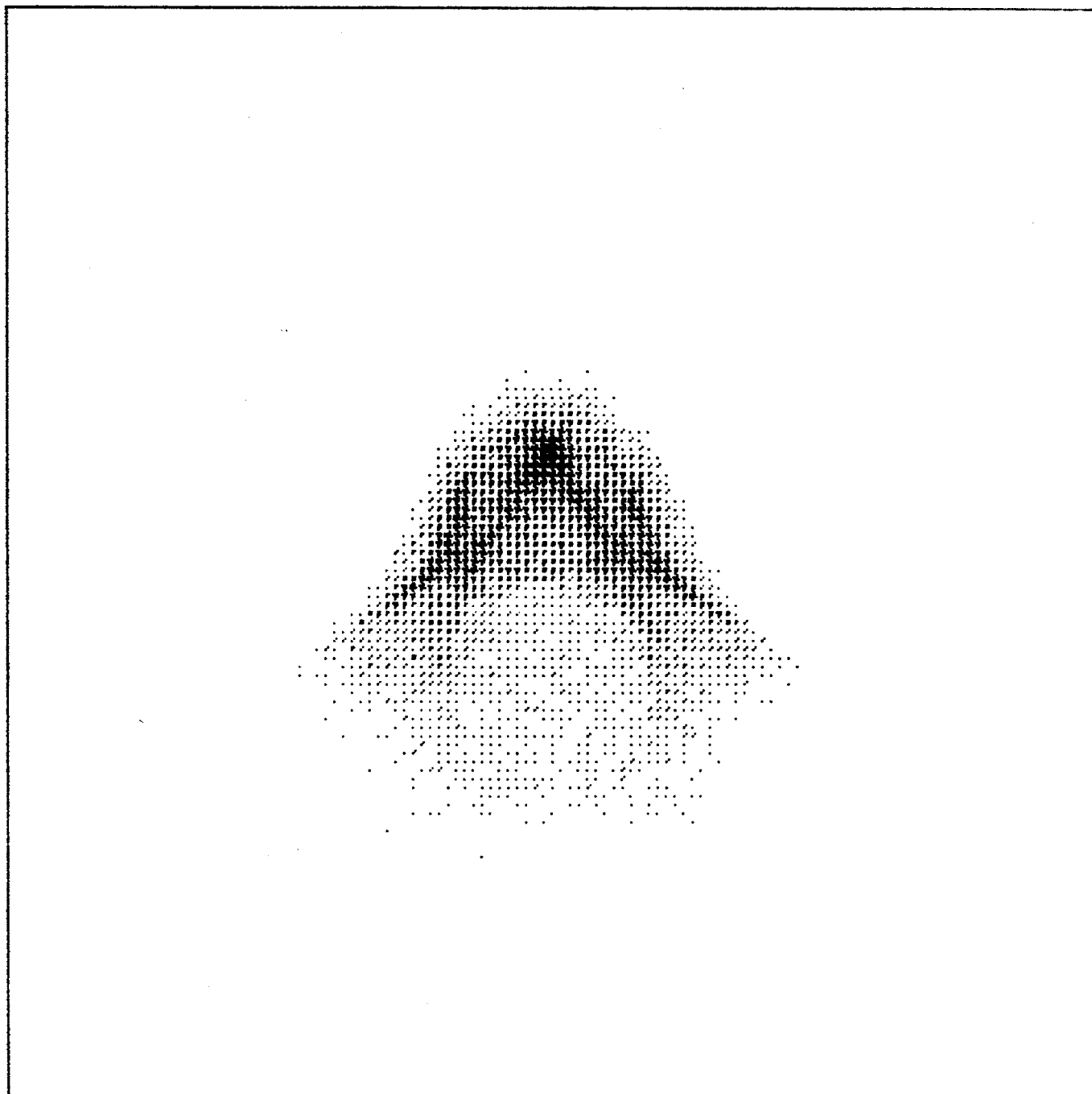


Рис. 5.8 Компьютерное изображение точечного источника, расположенного на оси объектива. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен $20 \times 20 \text{ мкм}^2$.

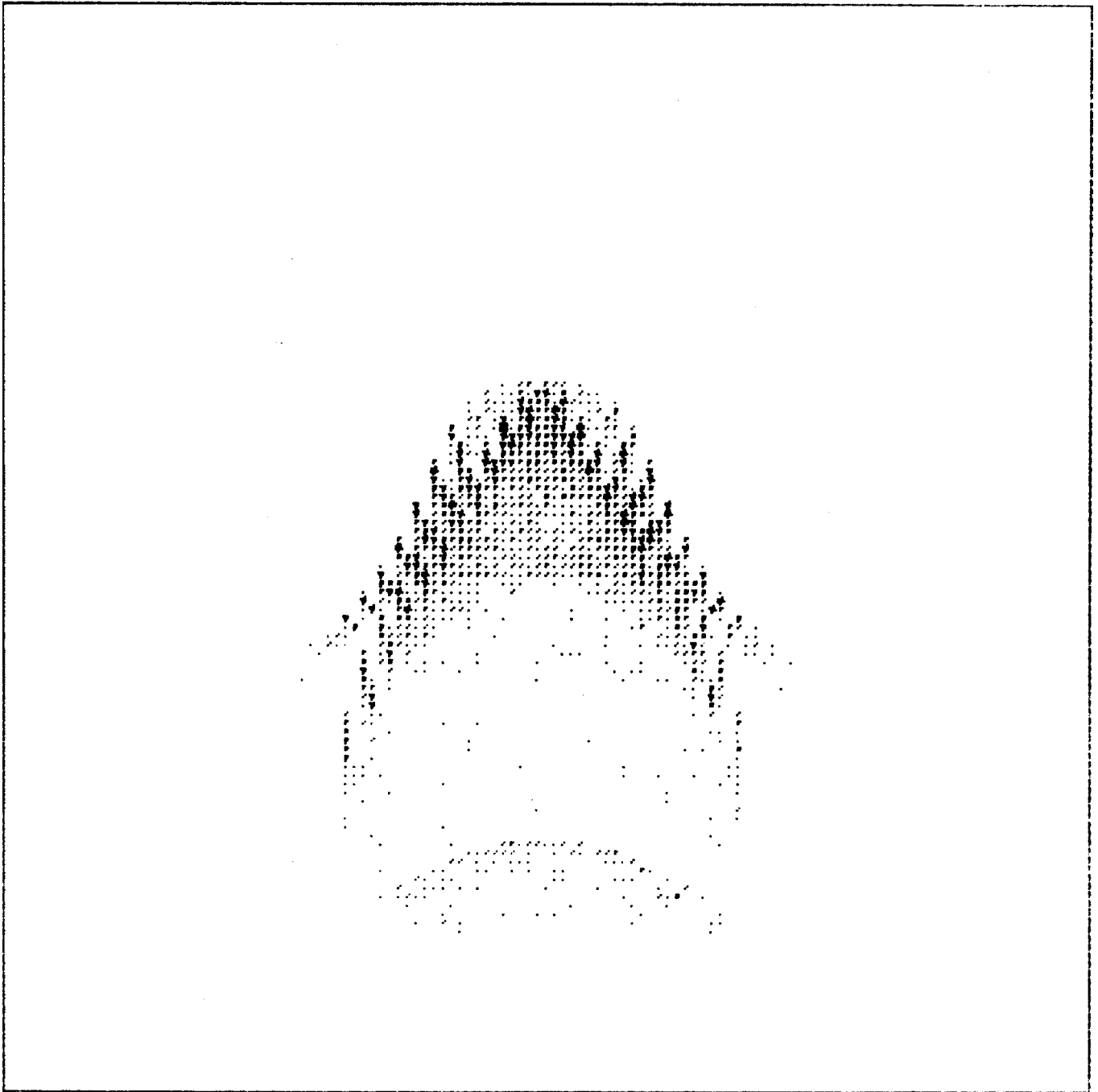


Рис. 5.9 Компьютерное изображение осевого точечного источника, полученное с моноэнергетическими нейтронами. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен $20 \times 20 \text{ мкм}^2$.

высоты изображения точечного источника деленной на увеличение. Для случая горизонтального микроскопа этот критерий не совсем подходит из-за сложной несимметричной формы изображения точки. Оценку разрешения можно сделать, анализируя изображения близко расположенных точечных источников. На рис. 5.10 показано изображение четырех расположенных по углам квадрата источников. Сторона квадрата здесь и далее равна 6 мкм. Размер экрана $40 \times 40 \text{ мкм}^2$. Источники уверенно разрешаются, хотя контраст изображения снижен из-за наличия упомянутого выше "хвоста".

Таким образом, можно утверждать, что теоретическое разрешение горизонтального микроскопа вблизи центра поля зрения лучше 6 мкм.

Для демонстрации эффективности оборачивающей системы на рис. 5.11 дано изображение источников, полученное с помощью одного горизонтального объектива. Размер рамки по горизонтали тот же, а по вертикали увеличен до 200 мкм. Видно, что оборотная система позволяет эффективно уменьшить aberrации микроскопа.

§ 5.5. Влияние вибраций микроскопа.

Вибрация может оказать существенное влияние на работу нейтронного микроскопа. В работе [46] отмечалось, что опасными являются вибрации такой амплитуды и частоты, для которых за время пролета нейтроном объектива ($\sim 10^{-2}$ с) микроскоп сместится на величину, сравнимую с разрешением. Однако, в действительности, влияние вибраций еще значительнее. Для выяснения роли этого фактора был проведен потраекторный расчет, в котором весь микроскоп в целом двигался по закону

$$X = A_x \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu_x \cdot t + \varphi_x), \quad (5.12)$$

$$Y = A_y \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu_y \cdot t + \varphi_y), \quad (5.13)$$

$$Z = A_z \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu_z \cdot t + \varphi_z). \quad (5.14)$$

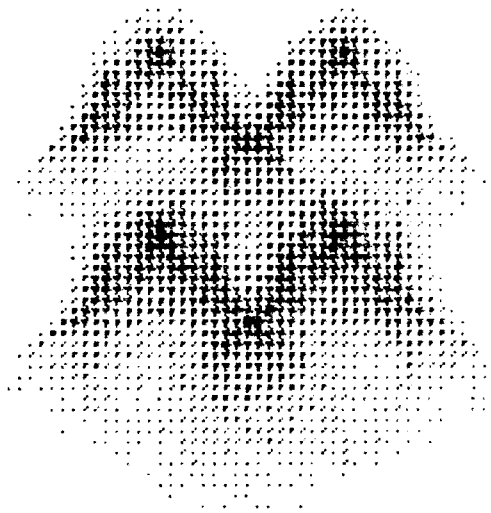


Рис. 5.10 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата совпадает с оптической осью объектива. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен $40 \times 40 \text{ мкм}^2$.

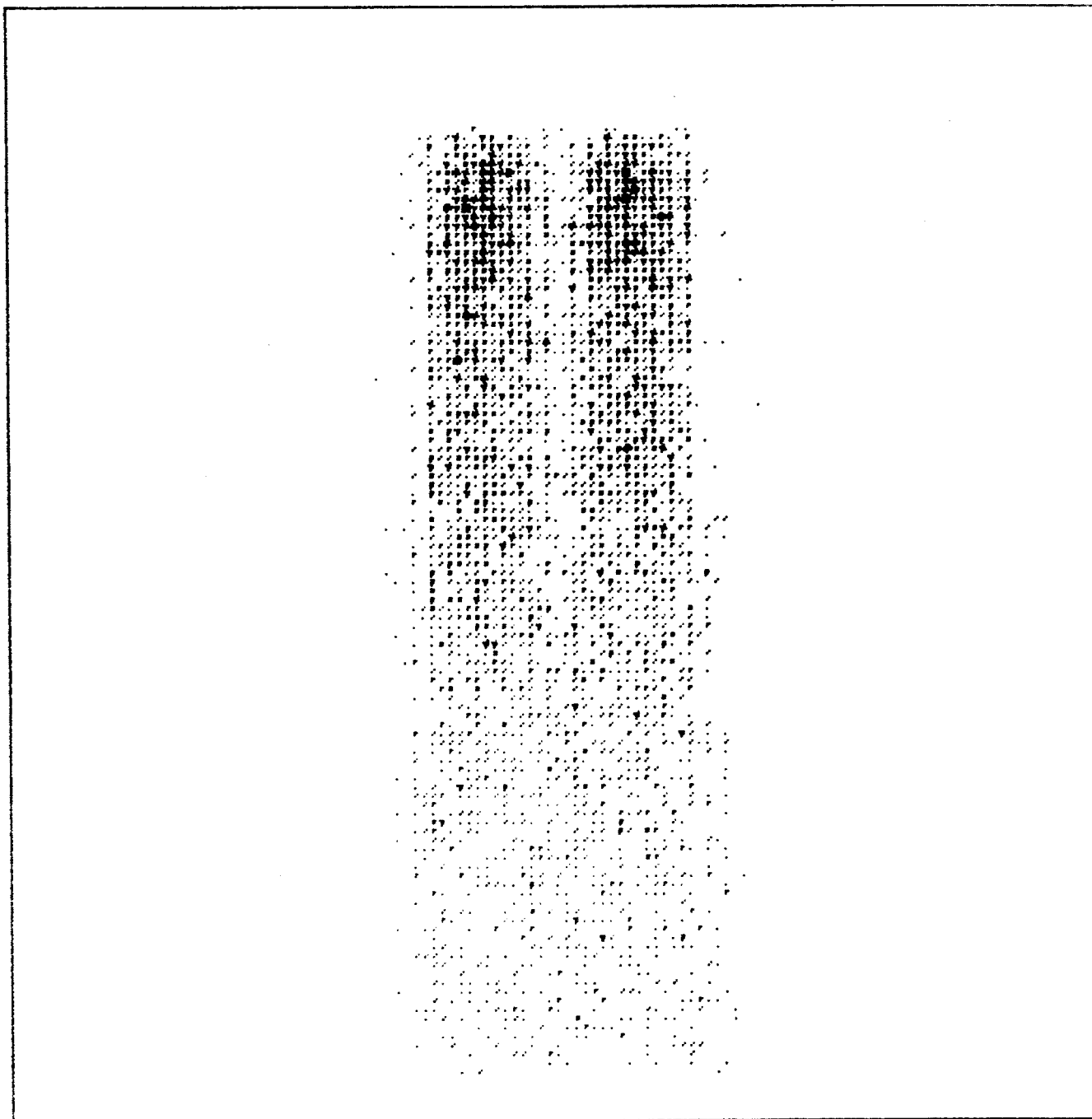


Рис. 5.11 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников без оборотной системы. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата совпадает с оптической осью объектива. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен по горизонтали 40 мкм, по вертикали 200 мкм.

Амплитуда колебаний не изменялась и была равна $A_x = A_y = A_z = A = 1$ мкм. Фаза и частота варьировались. Для каждого отдельного "разыгрываемого" события величины $\nu_x, \nu_y, \nu_z, \varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ независимо и равновероятно выбирались из интервалов $1 < \nu_x, \nu_y, \nu_z < 1000$; $0 < \varphi_x, \varphi_y, \varphi_z < 2\pi$.

В результате, размер изображения точечного источника существенно увеличился, а само изображение приобрело правильную аксиально симметричную форму, поскольку в этом случае разрешение определялось именно вибрацией. Ширина на половине высоты, приведенная к плоскости объекта, составила 18 мкм.

Значительное влияние вибраций с относительно малой амплитудой объясняется, возможно, тем, что роль вибраций не сводится только к смещению зеркала за время пролета нейтрона между двумя отражениями. Кроме этого эффекта при больших частотах возрастает линейная скорость относительного движения нейтрона и зеркал, что приводит к дополнительному изменению угла траектории нейтрона после отражения.

§ 5.6. Возможности улучшения оптической схемы горизонтального микроскопа.

Расчеты, результаты которых приведены выше, позволили приступить к работе по конструированию горизонтального нейтронного микроскопа. Она привела к созданию прибора, пригодного для экспериментирования. Однако сами результаты показывали, что оптическая схема позволяет совершенствовать проект.

Прежде всего, надо было выяснить причины появления "хвоста" в изображении, снижающего контраст. Выяснилось, что "хвост" образуют нейтроны, которые попадают в наиболее удаленные от центра области в нижнем и верхнем сегментах большого зеркала объектива. Естественно было попытаться исключить эти области из рассмотрения. На практике это можно сделать затенением соответствующих областей зеркал - так

называемым виньетированием.

На рис. 5.12 показано изображение центральной точки с введенными ограничениями, а на рис. 5.13 приведено изображение тех же источников, что и на рис. 5.10. Максимальная яркость изображения уменьшилась всего на 2%, а количество событий в изображении стало меньше на 47%. Таким образом, введение виньетирования позволяет существенно улучшить качество изображения.

Вторая возможность связана с тем, что в оптических системах разрешение, как правило, ухудшается по мере удаления от оптической оси объектива. Действительно, изображение точечного источника, расположенного на 250 мкм выше оси (рис. 5.14), заметно больше, чем изображение источника на оси (рис. 5.12). Однако, если плоскость изображений приблизить к оборотной системе на 8 мм, то изображение становится такого же размера как и в центре (рис. 5.15). Для источников, расположенных на расстоянии 250 мкм по горизонтали от оптической оси, плоскость необходимо приблизить на 7 мм, а для источника, расположенного на 250 мкм ниже оси, это перемещение равно 3 мм. Разрешение во всех случаях лучше 6 мкм (рис. 5.16+5.18).

Такой сдвиг плоскости изображений в зависимости от положения объекта легко реализовать на практике, если регистрировать изображение, формируемое не на плоскости, а на некоторой изогнутой поверхности. Для этого можно придать необходимую форму входной поверхности позиционно-чувствительного детектора, регистрирующего изображение [97]. Необходимая для этого точность весьма невелика и составляет около ± 200 мкм.

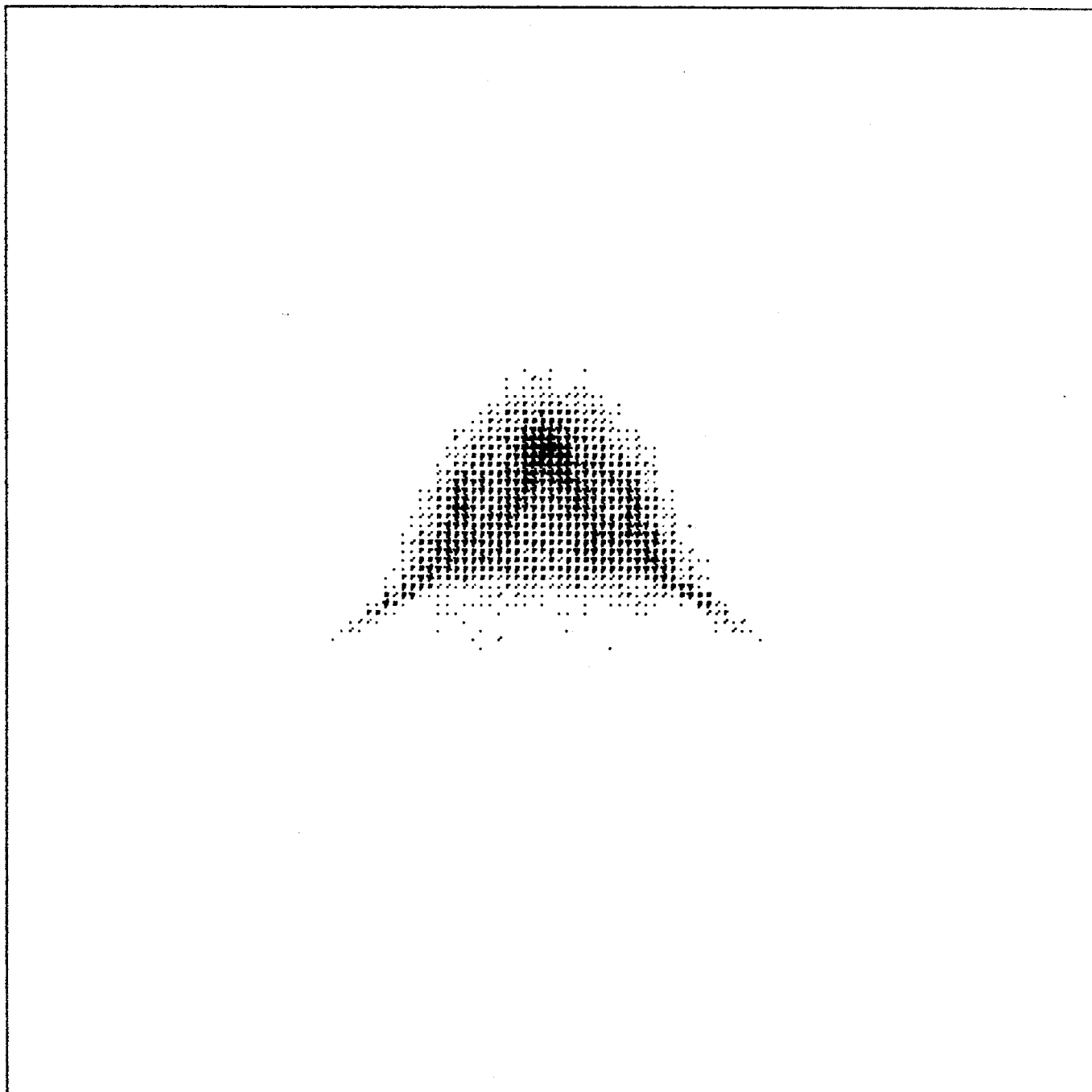


Рис. 5.12 Компьютерное изображение осевого точечного источника. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен $20 \times 20 \text{ мкм}^2$. (Введено виньетирование.)

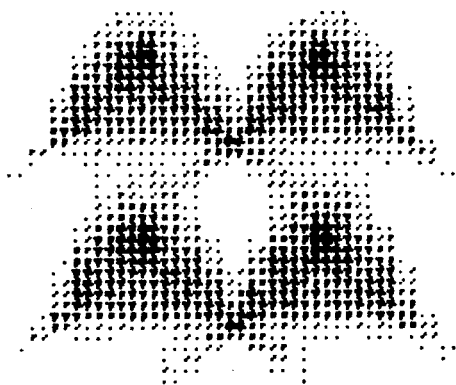


Рис. 5.13 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата совпадает с оптической осью объектива. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен $40 \times 40 \text{ мкм}^2$. (Введено виньетирование.)

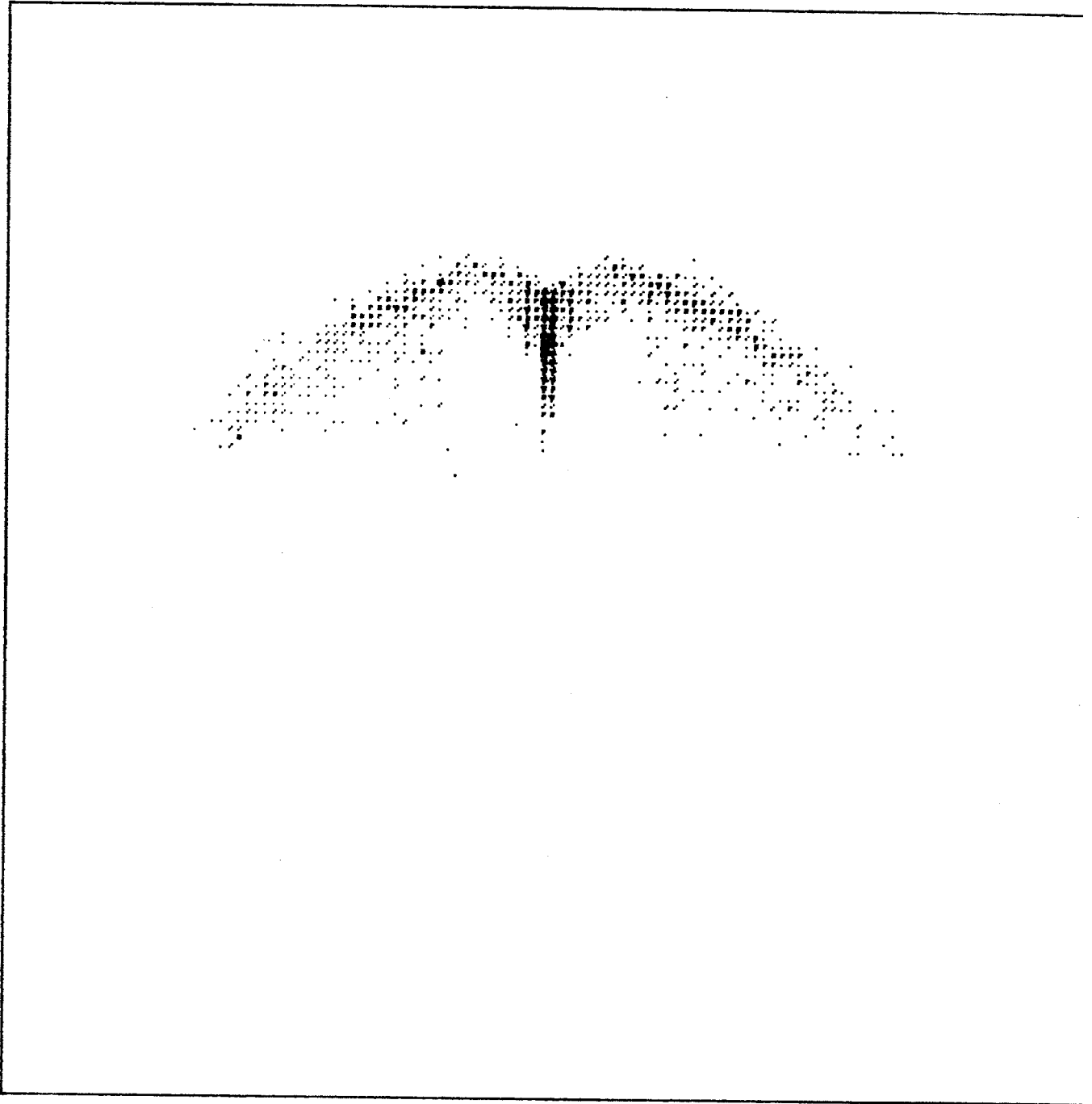


Рис. 5.14 Компьютерное изображение точечного источника, расположенного на 250 мкм выше оси. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 20×20 мкм². (Введено виньетирование.)

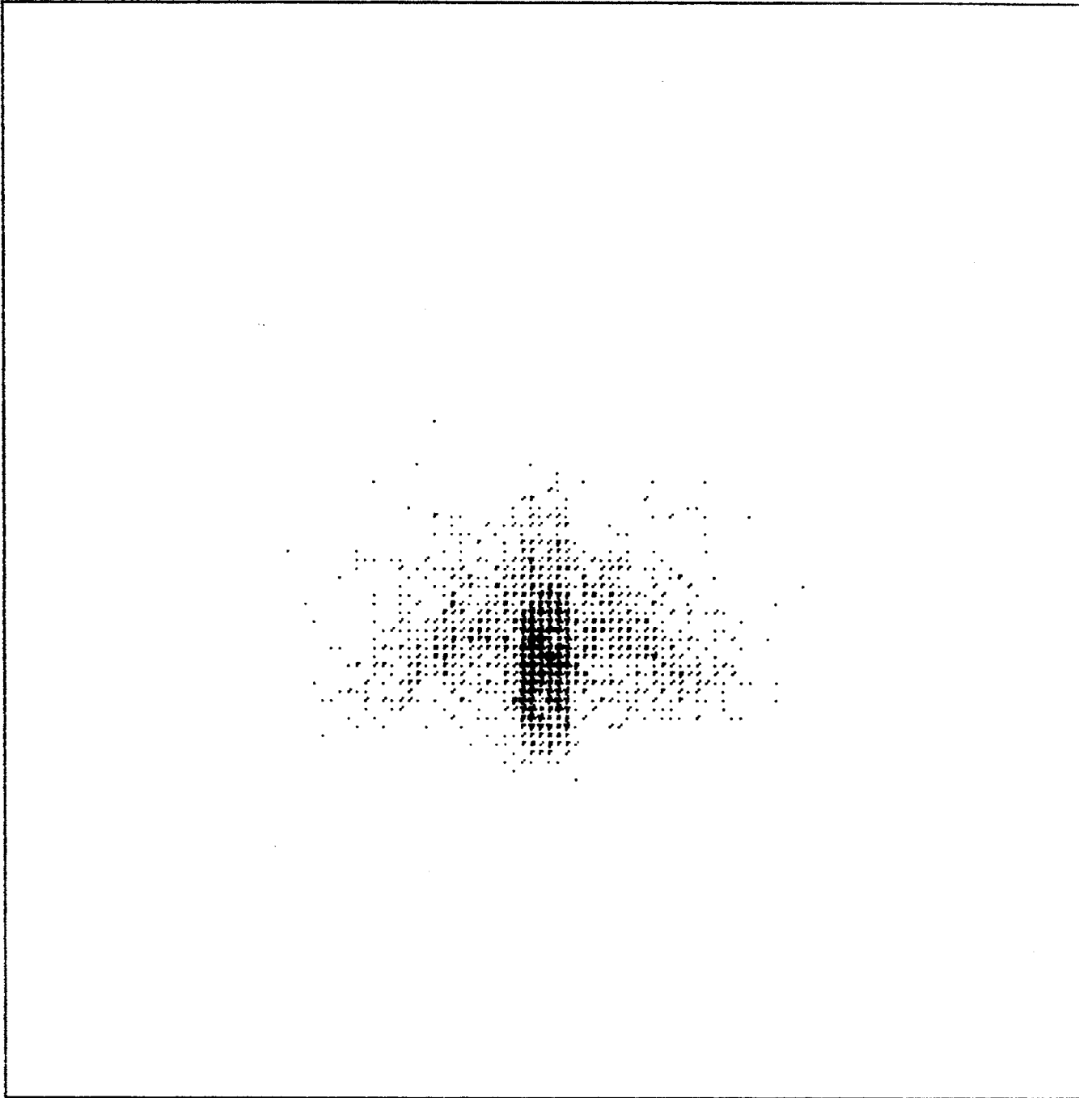


Рис. 5.15 Компьютерное изображение точечного источника, расположенного на 250 мкм выше оси. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 20×20 мкм². Плоскость детектора приближена к оборотной системе на 8 мм. (Введено виньетирование.)

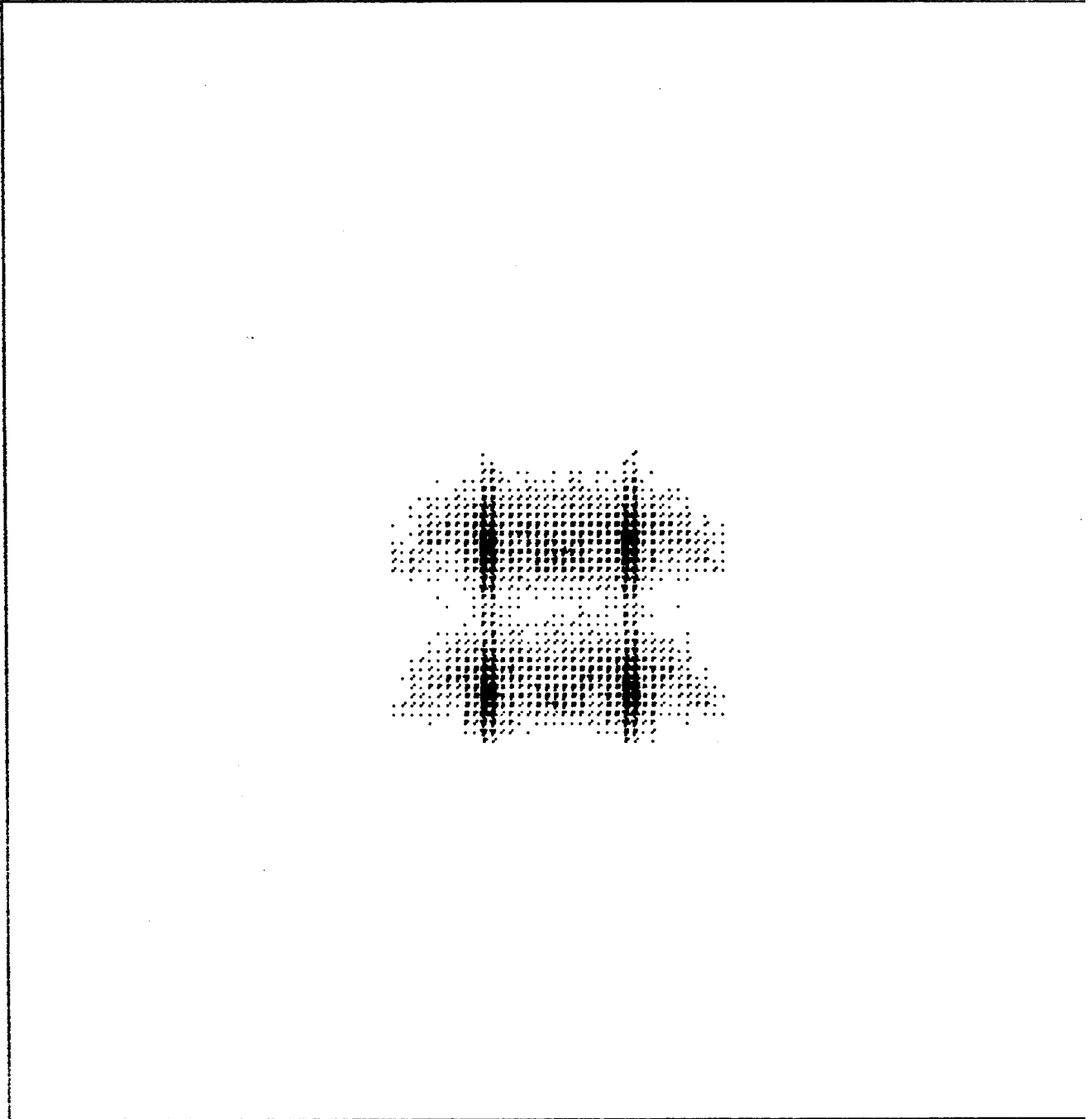


Рис. 5.16 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата смещен на 250 мкм вверх. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 40×40 мкм². Плоскость детектора приближена к оборотной системе на 8 мм. (Введено виньетирование.)

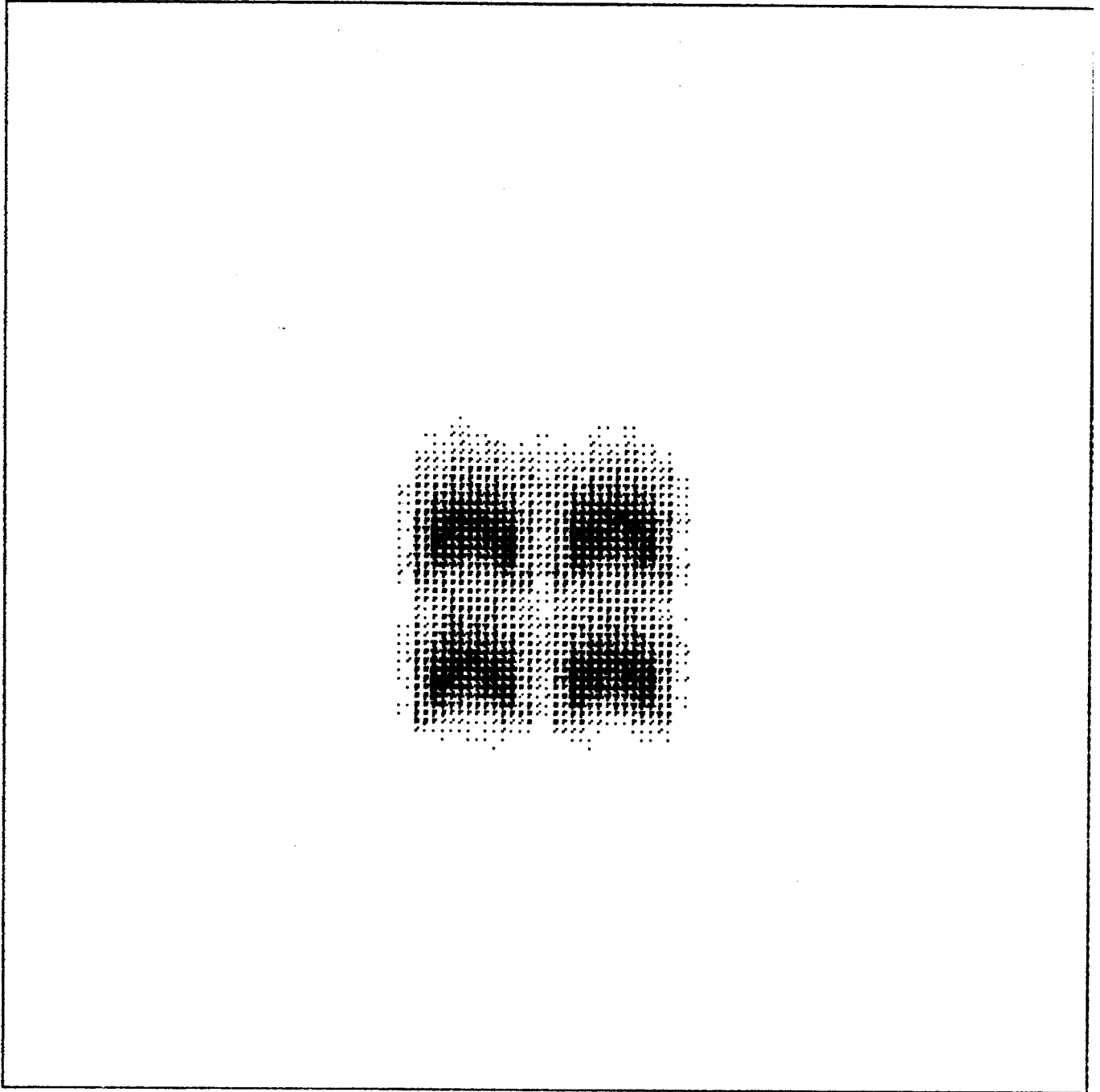


Рис. 5.17 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата смещен на 250 мкм вниз. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 40×40 мкм². Плоскость детектора приближена к оборотной системе на 3 мм. (Введено виньетирование.)

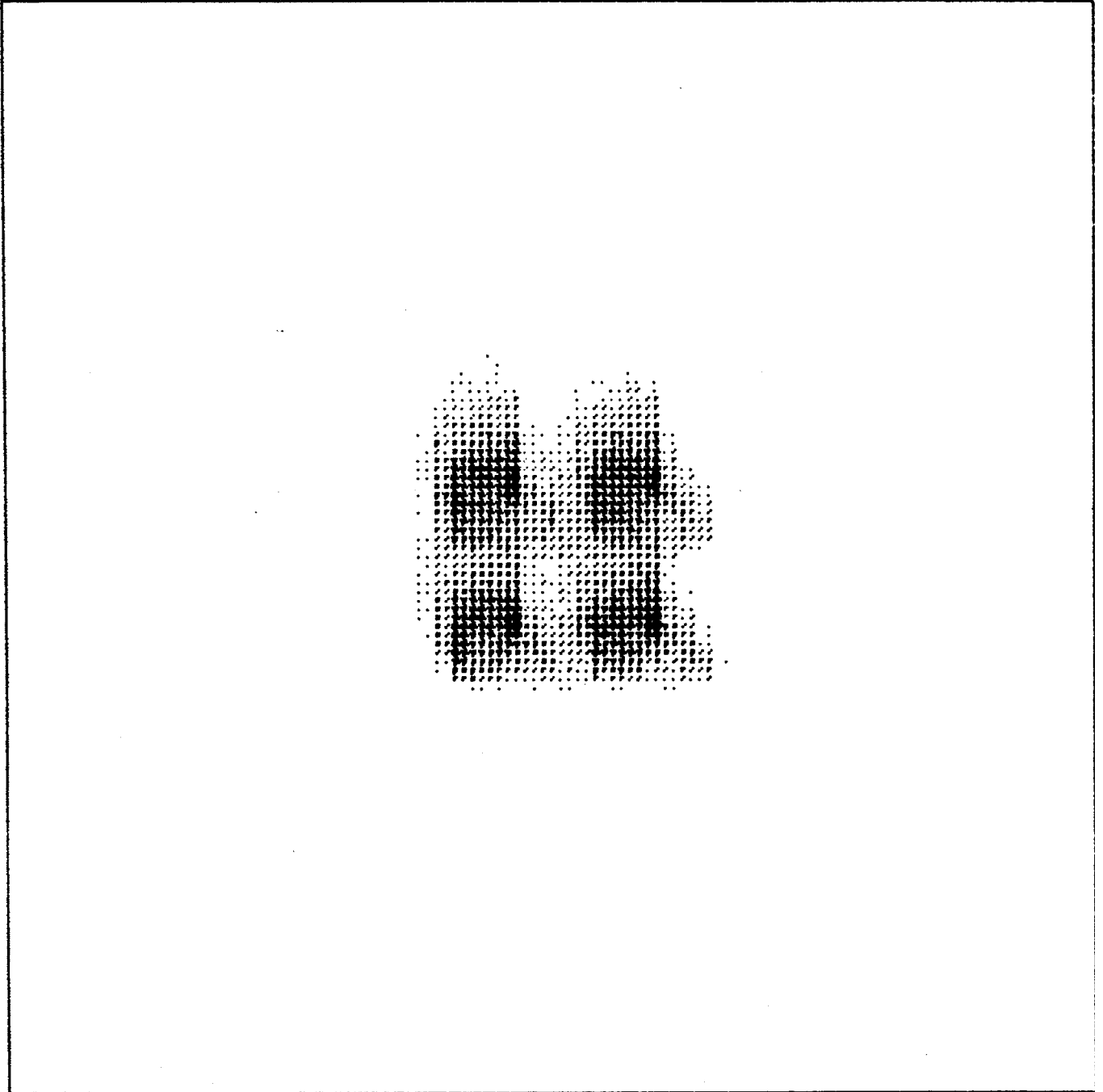


Рис. 5.18 Компьютерное изображение расположенных в вершинах квадрата точечных источников. Сторона квадрата равна 6 мкм. Центр квадрата смещен по горизонтали на 250 мкм. Размер рамки, приведенный к плоскости объекта, равен 40×40 мкм². Плоскость детектора приближена к оборотной системе на 7 мм. (Введено виньетирование.)

§ 5.7. Основные результаты главы.

1. Предложен и рассчитан нейтронный микроскоп с горизонтальным ходом лучей и оборотной системой. Теоретическое разрешение прибора для скоростей нейтронов от 4.5 до 6.8 м/с лучше 6 мкм по полю зрения 250×250 мкм². Увеличение равно 47.2^{\times} [62]. Оптическая схема микроскопа признана изобретением.

2. Показано, что применение оборотной системы позволяет уменьшить как хроматические, так и геометрические aberrации.

ГЛАВА 6.

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ В НЕЙТРОННОМ МИКРОСКОПЕ.

§ 6.1. Координатно-чувствительные детекторы излучений.

В кругу технических проблем, возникающих при создании методов нейтронной микроскопии, наряду с чисто оптическими трудностями особое место принадлежит проблеме регистрации нейтронного изображения.

В первых работах по практической оптике УХН нейтронное изображение анализировалось путем механического сканирования щелью, помещенной в плоскость изображения [11,12,29,40,41,52] или объекта [42,43]. Естественно, что при таком подходе возможен лишь одномерный анализ. Существенным недостатком такого способа детектирования является то, что в каждый отдельный момент времени анализируется только небольшая, равная размеру входной щели детектора, область изображения. Информация с оставшейся части не используется. В условиях ограниченной интенсивности источника ультрахолодных нейтронов и невысокой светосилы нейтронно-оптических приборов это обстоятельство может оказаться фатальным.

Поэтому создание координатно-чувствительного детектора (КЧД) является весьма актуальной задачей.

Достаточно широко в качестве КЧД используются газонаполненные многопроволочные пропорциональные счетчики [78-80]. Разрешение таких детекторов определяется расстоянием между проволоками. Каждая из проволочек соединяется со своей регистрирующей системой. Возможно также соединение проволочек между собой посредством омического или индуктивного сопротивлений. Координаты в этом случае определяются по абсолютной величине сигнала или по его временной задержке относительно момента прихода частицы. Газовое усиление в пропорциональном счетчике зависит в основном от напряженности поля

вблизи тонкой анодной проволоки. При уменьшении расстояния между проволоками напряженность поля падает, и для сохранения коэффициента газового усиления требуется увеличивать общее высокое напряжение. Менее 1 мм период проволочной структуры сделать не удастся [81].

Авторы работы [82] предлагают для сохранения газового усиления использовать многоступенчатую лавинную камеру низкого давления. Для этого в камере организован дополнительный предусилительный промежуток.

В работе [83] вместо многопроволочной системы предлагается использовать микрополосковую структуру, нанесенную методом фотолитографии на стеклянную подложку. Напряжение здесь прикладывается между соседними полосками, а не между катодом и всей структурой в целом. Благодаря этому сохраняется высокая напряженность поля вблизи анодных полос, и газовое усиление при равных условиях в 30 раз выше по сравнению с многопроволочным анодом. Современные методы фотолитографии позволяют изготавливать структуры с характерными размерами 10+50 мкм. Можно надеяться, что прибор будет иметь разрешение такого же масштаба. Первые испытания дали разрешение 340 мкм для γ - лучей [84].

Широко распространены также сцинтилляционные нейтронные детекторы. Для определения координаты световой вспышки можно воспользоваться принципом, разработанным Энгером для регистрации γ -квантов [85]. В таком детекторе сцинтилляционная вспышка "размывается" с помощью дисперсной среды по поверхности нескольких ФЭУ [86,87]. Координата центра тяжести определяется выражением:

$$x = \frac{\sum_i x_i \cdot N_i}{\sum_i N_i}, \quad (6.1)$$

где x_i - координата i -го ФЭУ, N_i - сигнал с i -го ФЭУ. Разрешение раи 1+3 мм.

Возможно применение одного, но позиционно-чувствительного ФЭУ [88,89]. В качестве анода в работе [89] использовалась система параллельных проволочек, соединенных цепочкой сопротивлений. Достигнутые разрешения равны 0.11 мм и 1 мм соответственно в работах [88] и [89].

В работе [90] вместо позиционно-чувствительного ФЭУ использовался прибор на основе микроканальных пластин (МКП). Усиленная МКП лавина электронов попадала на анод, имеющий поверхностное сопротивление. Амплитуды снимаемых с краев анода сигналов зависели от координат центра тяжести лавины. Полученное разрешение равно 0.75 мм.

Необходимость регистрации двумерных изображений в нейтроно-оптических системах привела к созданию КЧД изображения на основе преобразования УХН в свет [91,92] с последующим усилением света электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) и регистрацией на фотопленке. Таким детектором [59] было зарегистрировано двумерное изображение в нейтронных "лучах" [13,33]. Однако, накопление информации на фотопленке обладает существенными недостатками. Во-первых, насыщение фотопленки приводит к уменьшению контраста регистрируемого изображения. Во-вторых, затруднена дискриминация между реальными сигналами и шумами ЭОП. В третьих, фоторегистрация предопределяет "off-line" метод обработки. Все это существенно ограничивает экспериментальные возможности.

Настоящая глава посвящена описанию экспериментов по поиску оптимальной схемы позиционно-чувствительного детектора нейтронов с электронным сбором информации.

§ 6.2. Принцип работы детектора.

Из условий работы нейтронного микроскопа можно сформулировать основные требования к детектору. Рабочая площадь должна составлять $2+3 \text{ см}^2$, чтобы не слишком ограничивать поле зрения микроскопа с увеличением 50. Желательная величина координатного разрешения 200-300 мкм, что ограничивает разрешение на вполне удовлетворительном уровне 4-6 мкм. Поскольку эксперименты по нейтронной микроскопии проводятся в условиях чрезвычайно низкой интенсивности, необходимо, чтобы эффективность детектора была не ниже 50%, а собственный фон не более 10^{-2} отс/с.

Исходя из этих требований, был выбран метод регистрации с конвертированием УХН в заряженную частицу в реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$. При этом возможно иметь достаточно тонкий (~2 мкм) слой конвертора с высокой эффективностью конвертирования, и проблема сводится к координатно-чувствительной регистрации α -частицы. Одной из возможностей является достаточно хорошо разработанный метод координатной регистрации с усилением на микроканальных пластинах (МКП) [93].

Две или несколько МКП, соединенные в блок, преобразуют первичную частицу в электронную лавину из 10^6+10^8 электронов. Эта лавина попадает либо на люминисцирующий экран, вызывая достаточно яркую вспышку, положение которой может быть зарегистрировано каким-либо приемником света, либо на анод, устройство которого позволяет определить центр тяжести лавины.

Положение центра тяжести электронной лавины можно определить с помощью анодной системы, изготовленной в виде проводников, на которые лавина приносит различные заряды в зависимости от ее положения. При этом необходимо, чтобы электронная лавина попадала сразу на несколько элементов анода, каждый из которых, или определенным образом сформированная из них группа, подсоединены к

своему зарядочувствительному усилителю (ЗЧУ). Зная заряды поступившие на ЗЧУ, можно определить координаты центра тяжести лавины и, следовательно, координаты исходной частицы.

Статистическую погрешность определения координат можно найти из выражения $\sigma_c = \sigma_a / \sqrt{N}$ [93], где N - число электронов в лавине, а σ_a - поперечный размер электронного пятна на коллекторе. При размерах лавины ~ 1 см и усилении МКП $\sim 10^6$ статистическое ограничение много меньше предъявляемых требований к детектору.

Важным моментом являлся выбор способа регистрации α -частицы. Одна из возможностей состояла в прямой ее регистрации входной МКП.

§ 6.3. Детектор открытого типа.

Для проверки этой возможности была создана установка, схема которой показана на рис. 6.1. В вакуумной камере 1 помещались: прибор ВЭУ-7 промышленного изготовления, представляющий собой сборку из двух микроканальных пластин 2 в шевронной конфигурации, а также источник α -частиц 3 и квадрантный коллектор 4 [94,95] (рис. 6.2).

Такой коллектор отличается максимальной простотой в изготовлении и не накладывает особых требований на электронику из-за малой величины межэлектродных емкостей.

Полезная площадь МКП равна ~ 2 см². Вакуум $2+4 \cdot 10^{-6}$ Торр обеспечивался магниторазрядным насосом.

Сигналы с коллектора поступали в измерительно-вычислительную систему (ИВС) 5, описание которой будет дано ниже.

Рассмотрим на простой модели работу квадрантного коллектора. Допустим, что электронная лавина имеет в сечении форму квадрата со стороной $2 \cdot a$ и собирается двумя полуплоскостями (рис. 6.3). Пусть центр лавины расположен на расстоянии x от линии раздела плоскостей, а плотность электронов на коллекторе постоянна и равна ρ . Тогда заряды на плоскостях определяются выражениями:

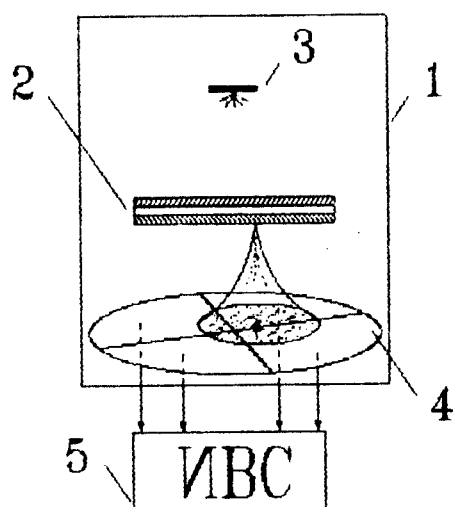


Рис. 6.1 Позиционно-чувствительный детектор открытого типа. 1-вакуумная камера, 2 - ВЭУ-7, 3-источник α -частиц, 4-анод, 5 - измерительно-вычислительная система.

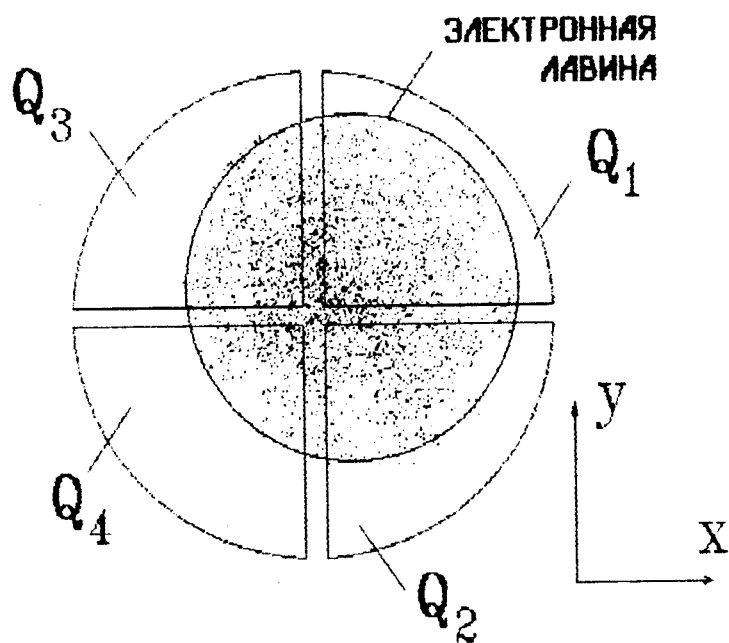


Рис. 6.2 Квадрантный коллектор [94,95].

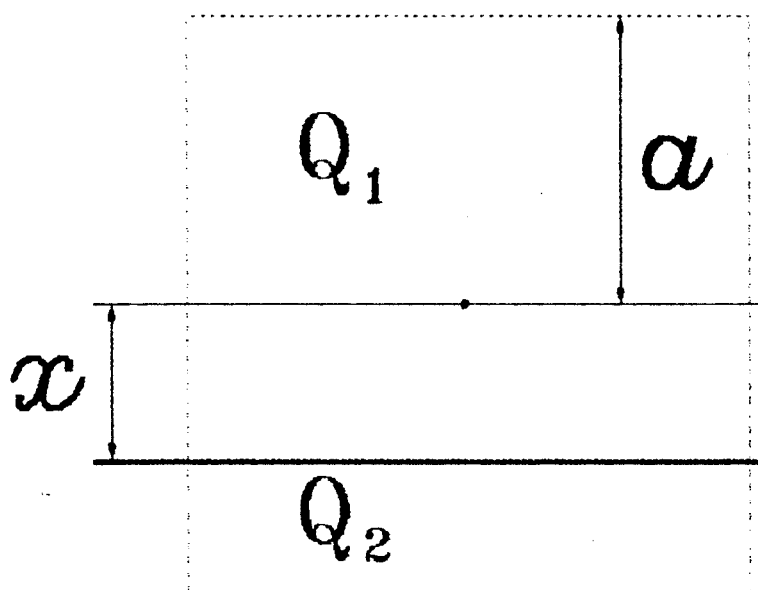


Рис. 6.3 К определению центра тяжести электронной лавины.

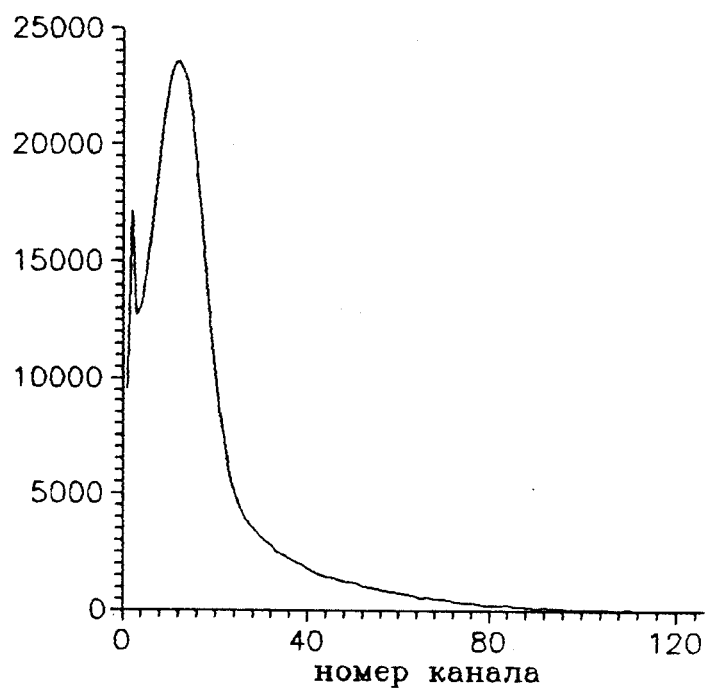


Рис. 6.4 Амплитудный спектр сигналов с ВЭУ-7, полученный при регистрации α -частиц.

$$Q_1 = 2 \cdot a \cdot a \cdot \rho + 2 \cdot x \cdot a \cdot \rho, \quad (6.1)$$

$$Q_2 = 2 \cdot a \cdot a \cdot \rho - 2 \cdot x \cdot a \cdot \rho, \quad (6.2)$$

где $Q_{1,2}$ - заряды, собранные с полуплоскостей. Из (6.1) и (6.2) легко получить

$$\frac{x}{a} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2}. \quad (6.3)$$

Для случая, когда плоскость разделена на четыре части (квадрантный коллектор) (рис. 6.2),

$$\frac{x}{a} = \frac{Q_1 + Q_2 - Q_3 - Q_4}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}, \quad \frac{y}{a} = \frac{Q_1 + Q_3 - Q_2 - Q_4}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4}, \quad (6.4)$$

где $Q_{1,2,3,4}$ - заряды собранные с квадрантов. Далее для простоты будем считать $a = 1$. Число электронов в лавине может изменяться в достаточно широких пределах из-за статистического разброса усиления МКП и нестабильности питания, однако, вычисленные по формулам (6.4) координаты зависят только от относительного изменения зарядов.

Конечно, электронная лавина не имеет квадратного сечения, и плотность заряда ρ не постоянна по поверхности, поэтому имеется принципиальная нелинейность изображения [96]. Кроме того, координаты, как видно из (6.4), зависят от размера a электронной лавины. Однако на первом этапе с этим недостатками можно было мириться. Применение более сложного алгоритма обработки может повысить линейность. Такой алгоритм можно сформировать, если получить изображение известного тест-объекта.

Для оценки разрешающей способности детектора на расстоянии ~ 5 мм от поверхности первой МКП была установлена маска из лезвия бритвы, которая "освещалась" α -частицами с расстояния ~ 10 мм. Разрешение оказалось порядка 1 мм. По-видимому, оно, в основном, определялось плохой коллимацией пучка. На рис. 6.4 показан

амплитудный спектр α -частиц, полученный с помощью ВЭУ-7. Амплитудное разрешение Δ порядка 100%. Соответствующей установкой нижнего порога дискриминации сигналов удалось достичь уровня фона (счет в отсутствии α -частиц) ~ 4 отс/с, ценой потери почти 50% счета α -частиц.

Такой фон слишком велик для детектора нейтронного микроскопа, поэтому были предприняты попытки снижения фона. Выяснилось, что если перед ВЭУ-7 поместить тонкую ($\sim 5+10$ мкм) фольгу из алюминия, то наблюдается некоторое увеличение сигналов (рис. 6.5). По-видимому, α -частица выбивает $\sim 4+5$ электронов. Однако, и в этом случае не удалось получить фон ниже 0.1 отс/с.

В результате, был сделан вывод, что на основе непосредственного регистрирования α -частиц МКП создать детектор с уровнем фона ниже 0.1+0.4 отс/с достаточно сложно. Кроме того, можно отметить еще ряд недостатков: 1) прозрачность МКП равна $\sim 40+50\%$, поэтому неизбежна потеря эффективности; 2) необходимо поддерживать вакуум в приборе не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ Торр, в то время как для работы самого нейтронного микроскопа достаточно $1 \cdot 10^{-3}$ Торр.

§ 6.4. Детектор сцинтилляционного типа с квадрантным анодом [97].

Учитывая вышеизложенное, далее был использован сцинтилляционный метод детектирования. При этом энергия α -частицы преобразовывалась в свет [91,92], а затем с помощью фотокатода производилось повторное преобразование в фотоэлектроны.

Такой метод позволяет иметь отпаянный прибор, поскольку свет от сцинтиллятора до фотокатода может быть передан без потери разрешения с помощью волоконной оптики. При этом прибор и собственно микроскоп могут иметь отдельный вакуум, и отпадает требование высокой вакуумной чистоты в микроскопе. Важно, что при таком преобразовании одной α -частице соответствует несколько

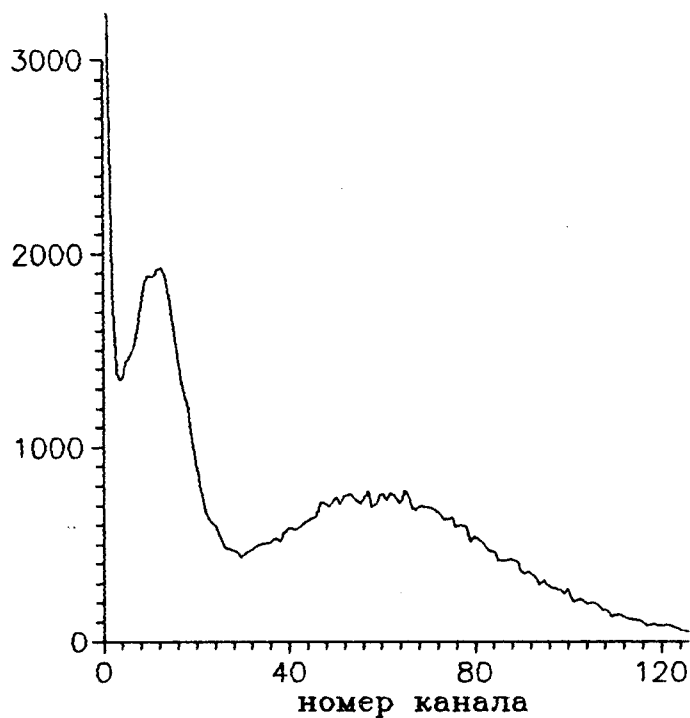


Рис. 6.5 Амплитудный спектр сигналов с закрытого алюминиевой фольгой ($\sim 5 \div 10$ мкм) ВЭУ-7, полученный при регистрации α -частиц.

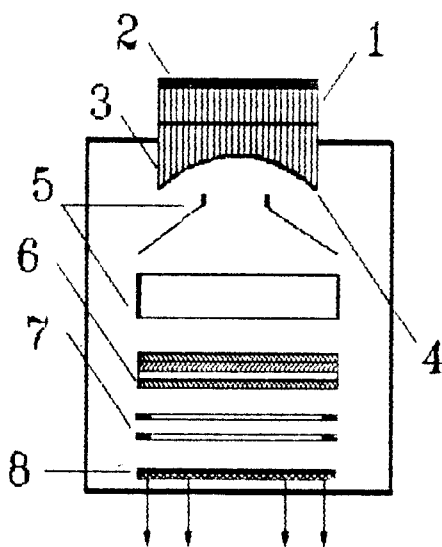


Рис. 6.6 Позиционно-чувствительный сцинтилляционный детектор нейтронов с квадрантным анодом [97]. 1-волоконная шайба, 2-конвертор нейтрон-свет [99], 3-входная волоконная шайба, 4-фотокатод, 5-электростатическая линза, 6-блок МКП, 7-кольца, 8-квадрантный анод.

фотоэлектронов, которые одновременно попадают в несколько каналов МКП. Поэтому появляется возможность дискриминации α -частиц от шумовых одноэлектронных событий и повышается эффективность регистрации. Эти обстоятельства представляются немаловажными в связи с высокими требованиями к фоновым и эффективности детектора.

Устройство детектора представлено на рис. 6.6. На поверхность волоконной шайбы 1 нанесен тонкий слой сцинтиллятора 2. Шайба с сцинтиллятором является сменной, и в различных экспериментах использовались сцинтилляторы различного типа. Оптический контакт с входным окном прибора 3 осуществляется с помощью кремнийорганического вазелина КВ-3. На внутреннюю сферическую поверхность волоконной шайбы прибора 3 нанесен мультищелочной фотокатод 4. С помощью электродов 5 электростатической линзы фотоэлектроны с катода ускоряются и фокусируются на поверхности первой из трех МКП, образующих блок 6 в Z-конфигурации.

Электронная линза имеет разрешение не хуже 20 мкм. Обеспечивая фокусировку фотоэлектронов на МКП, она в тоже время снижает вероятность попадания ионов, выбитых из МКП, на фотокатод. После третьей МКП электронная лавина расплывается в области с плоским электрическим полем низкой напряженности и образует на поверхности коллектора 8 пятно с размером порядка 10+15 мм. Кольца 7 позволяют создать равномерное электрическое поле в области "блок МКП - коллектор". Собственно электронно-вакуумный прибор был разработан в НИИЭП с участием автора [97].

Основные методические исследования проводилась с источником α -частиц. Был найден режим работы прибора, при котором обеспечивалось удовлетворительное амплитудное разрешение. На рис. 6.7+6.9 приведены амплитудные спектры, полученные при регистрации α -частиц различными сцинтилляторами. Был выбран сцинтиллятор $\text{СвI}(Tl)$, наклеенный на волоконную шайбу, а затем

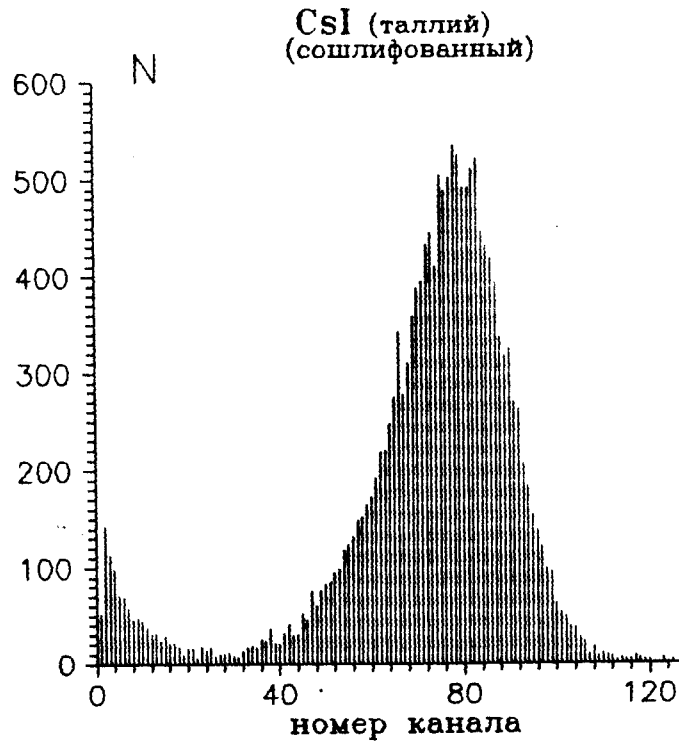


Рис. 6.7 Амплитудный спектр, полученный при регистрации α -частиц сцинтиллятором CsI(галлий), наклеенным на волоконную шайбу, а затем сошлифованным до толщины 150 мкм [97].

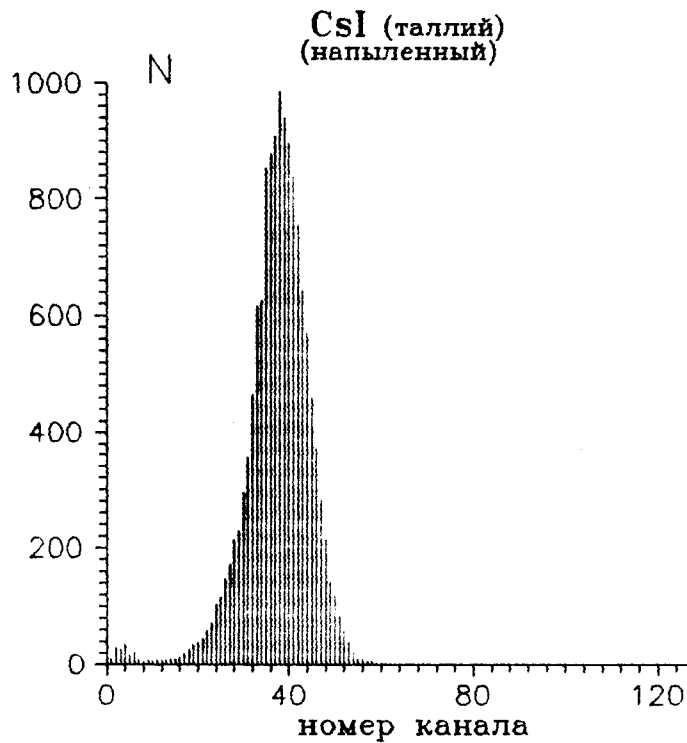


Рис. 6.8 Амплитудный спектр, полученный при регистрации α -частиц сцинтиллятором, приготовленным методом испарения в вакууме коммерческого сцинтиллятора CsI(галлий) на волоконную шайбу [97].

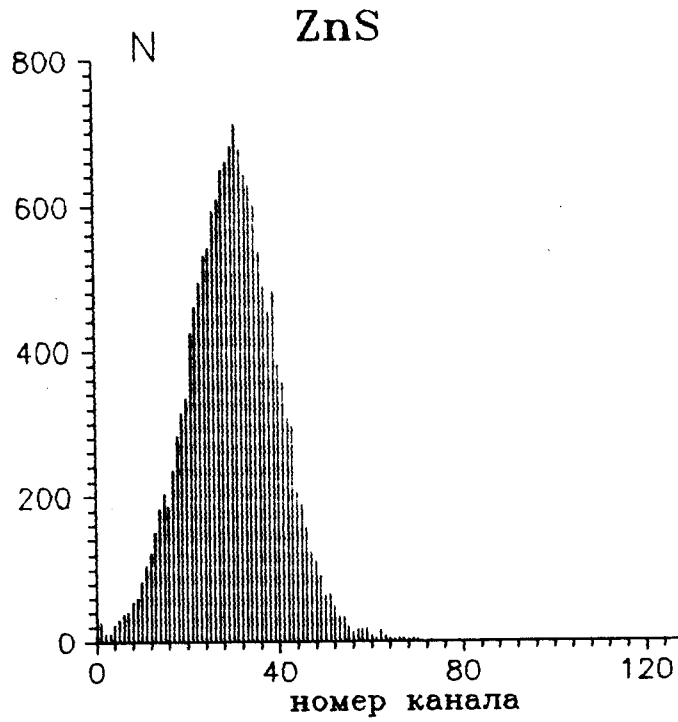


Рис. 6.9 Амплитудный спектр, полученный при регистрации α -частиц сцинтиллятором ZnS [97].

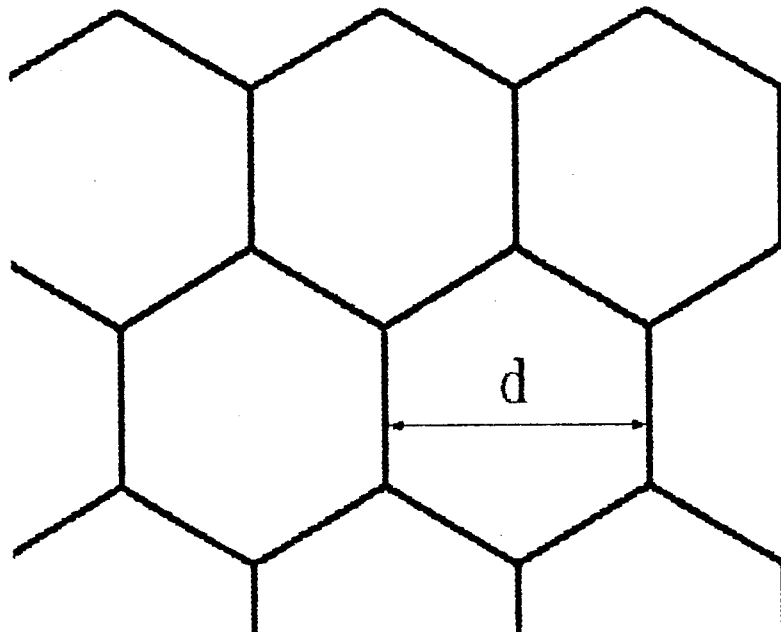


Рис. 6.11 Металлическая сетка. Шаг $d = 2$ (1.6) мм. Ширина перемычки 200 (160) мкм.

сошлифованный до толщины 150 мкм. В этом случае детектор имел хорошее амплитудное разрешение 30% и наибольший световыход.

Для калибровки поля зрения и оценки качества изображения на сцинтиллятор накладывался тонкий объект (маска), в непосредственной близости от которого располагался источник α -частиц. На рис. 6.10 показано изображение металлической сетки в α -лучах после трехчасовой экспозиции. Шаг сетки $d = 2$ мм, ширина перемычки 200 мкм (рис. 6.11). Видно, что размер наблюдаемой области составляет 12+14 мм при существенной нелинейности на краю поля.

На рис. 6.12 приведено сечение изображения тонкой (50 мкм) щели. Полуширина сечения равна 270 мкм. Эту величину и следует принимать за разрешение детектора при регистрации α -частиц. Как оказалось, оно существенно хуже теоретического, хотя было достаточно для проведения первых экспериментов с нейтронным микроскопом.

Поэтому было решено включить детектор и измерительную систему в комплекс "Нейтронный микроскоп" на реакторе ВВР-М Ленинградского института ядерной физики, где имеется современный источник УХН [69].

При этом, однако, выяснилось, что в рабочих условиях сцинтиллятор толщиной 150 мкм имеет недопустимо высокие фоны, поскольку микроскоп и детектор располагались непосредственно вблизи реактора в значительном γ и нейтронном поле. Поэтому пришлось перейти на существенно более тонкий сцинтиллятор (10+12 мкм), приготовленный методом испарения в вакууме коммерческого сцинтиллятора CsI(Tl) на волоконную шайбу. Разрешение детектора с таким сцинтиллятором составляло 300+320 мкм. Конвертирование УХН в α -частицу осуществлялось тонким (~ 2 мкм) слоем вещества ${}^6\text{LiF}$. В этих условиях фон детектора при использовании достаточно эффективной нейтронной защиты составлял примерно 10^{-2} отс/с при площади 2 см². Происхождение его было связано преимущественно с захватом нейтронов в чувствительном слое сцинтиллятора.

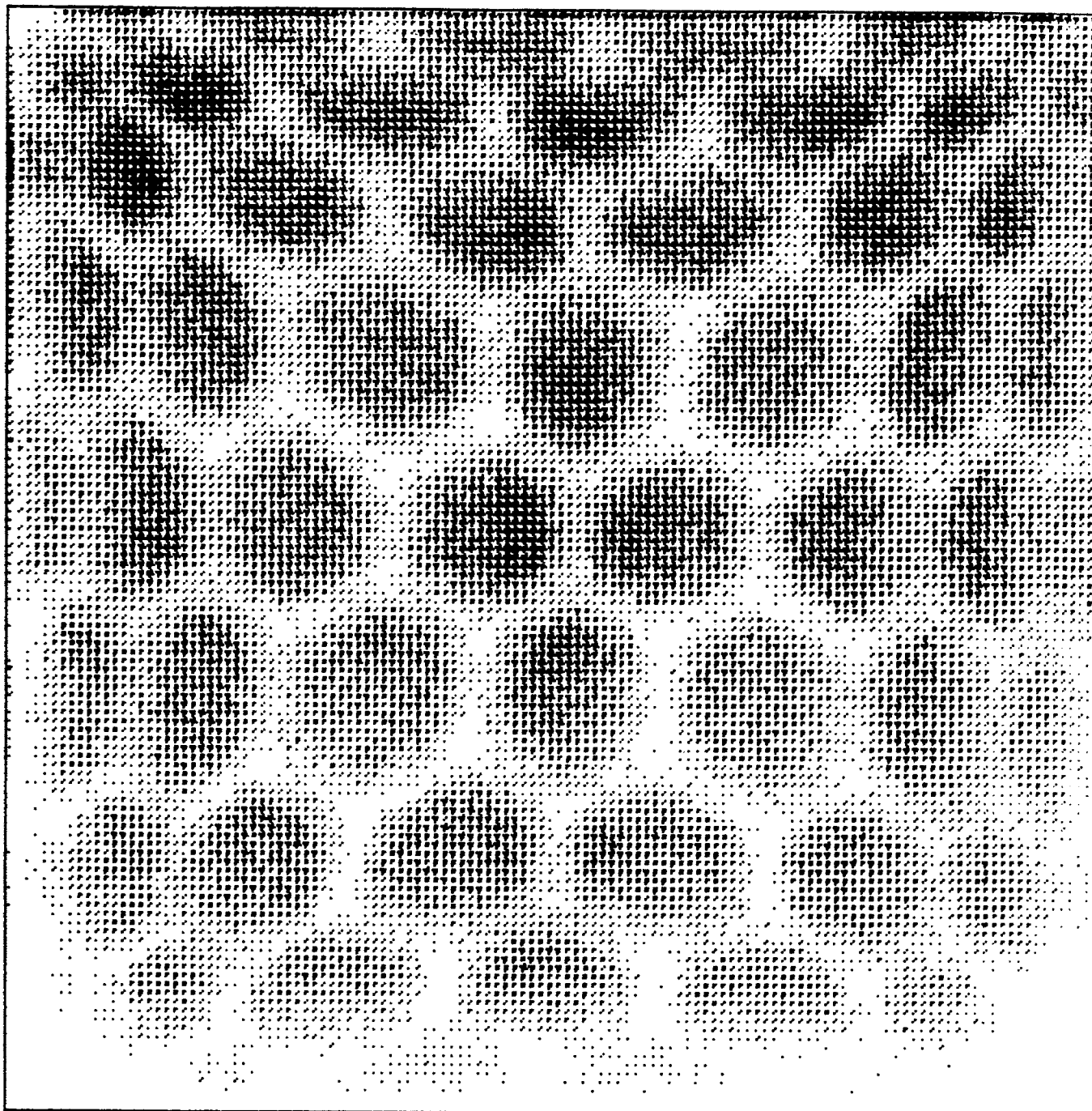


Рис. 6.10 Изображение показанной на рис. 6.11 металлической сетки (Шаг сетки $d = 2$ мм. Ширина перемычки 200 мкм.) в α -лучах [97]. (Детектор с квадрантным анодом.)

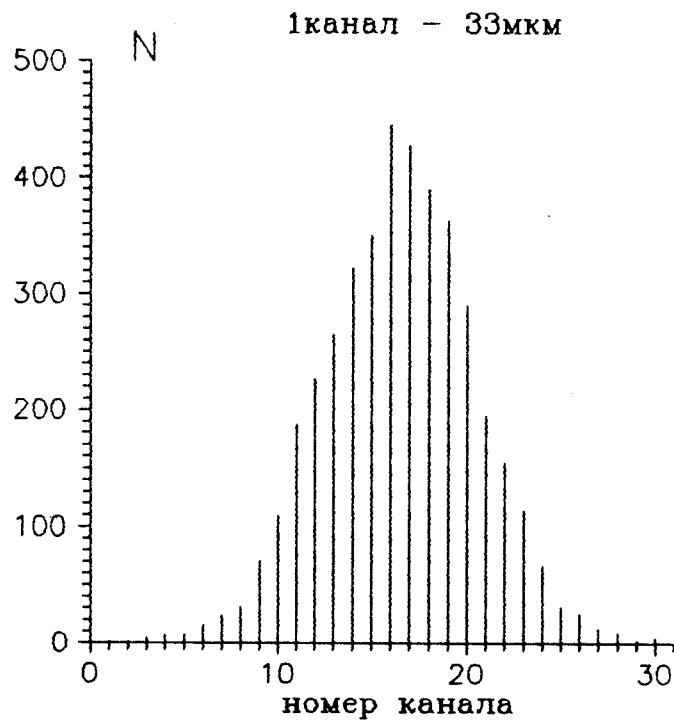


Рис. 6.12 Сечение полученного в α -лучах изображения тонкой (50мкм) щели [97]. (Детектор с квадрантным анодом.)

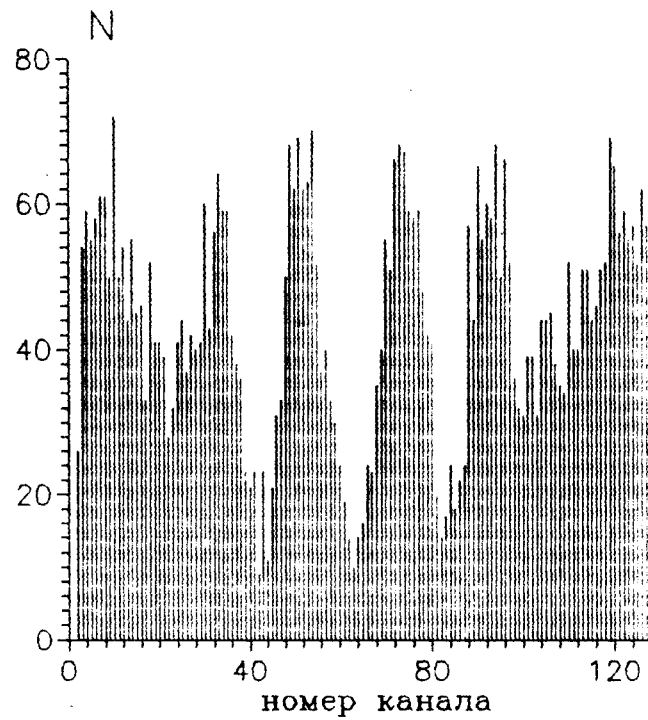


Рис. 6.15 Распределение интенсивности счета в сечении проходящем через центральную часть изображения тест-объекта (рис. 6.14).

Детектор обеспечил выполнение первого круга работ по испытаниям горизонтального нейтронного микроскопа. На рис. 6.13 представлена картина распределения фоновых событий. Это распределение имеет достаточно сложный вид. Помимо роста плотности событий на периферии, имеется небольшой подъем в центре поля. Кроме того, намечается некоторая крестообразная структура. Эти дефекты, связанные с нелинейностью отображения, могут быть в значительной степени исправлены программным путем на основании достаточно тщательной калибровки поля. Обсуждение этого вопроса будет дано ниже.

На рис. 6.14+6.15 показаны изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в параллельном пучке нейтронов внутри микроскопа, и распределение интенсивности счета по сечению, проходящем через его центральную часть.

Результаты первых испытаний горизонтального нейтронного микроскопа [46,47], проведенных с этим детектором, будут приведены в главе 7.

§ 6.5. Детектор с анодом в виде клиньев и полос.

После начала работы микроскопа с описанным выше детектором выяснилось, что главным недостатком детектора является небольшой размер ($L \approx 6$ мм) линейной части его поля зрения.

Одним из путей увеличения размера линейной области состоит в использовании более сложного коллектора, представляющего собой систему клиньев и полос [98] (рис. 6.17). Коллектор устроен таким образом, что относительная площадь поверхности, занимаемая клиньями и полосами, линейно растёт с увеличением соответственно X , Y . Если электронная лавина попадает сразу на несколько элементов коллектора, то координаты центра тяжести лавины оказываются связанными с зарядами следующими выражениями:

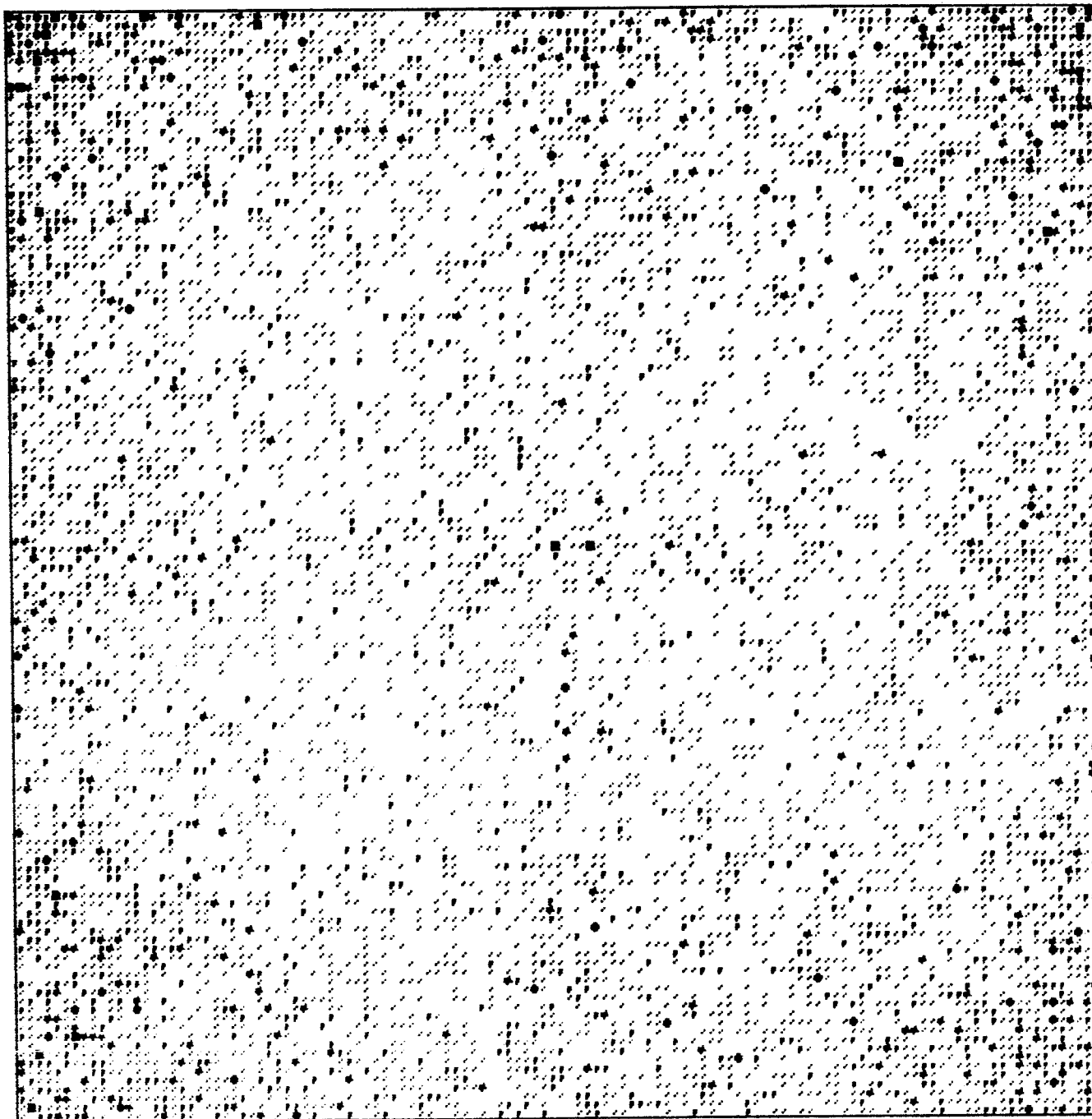


Рис. 6.13 Распределение фоновых нейтронных событий [97]. (Детектор с квадрантным анодом.)

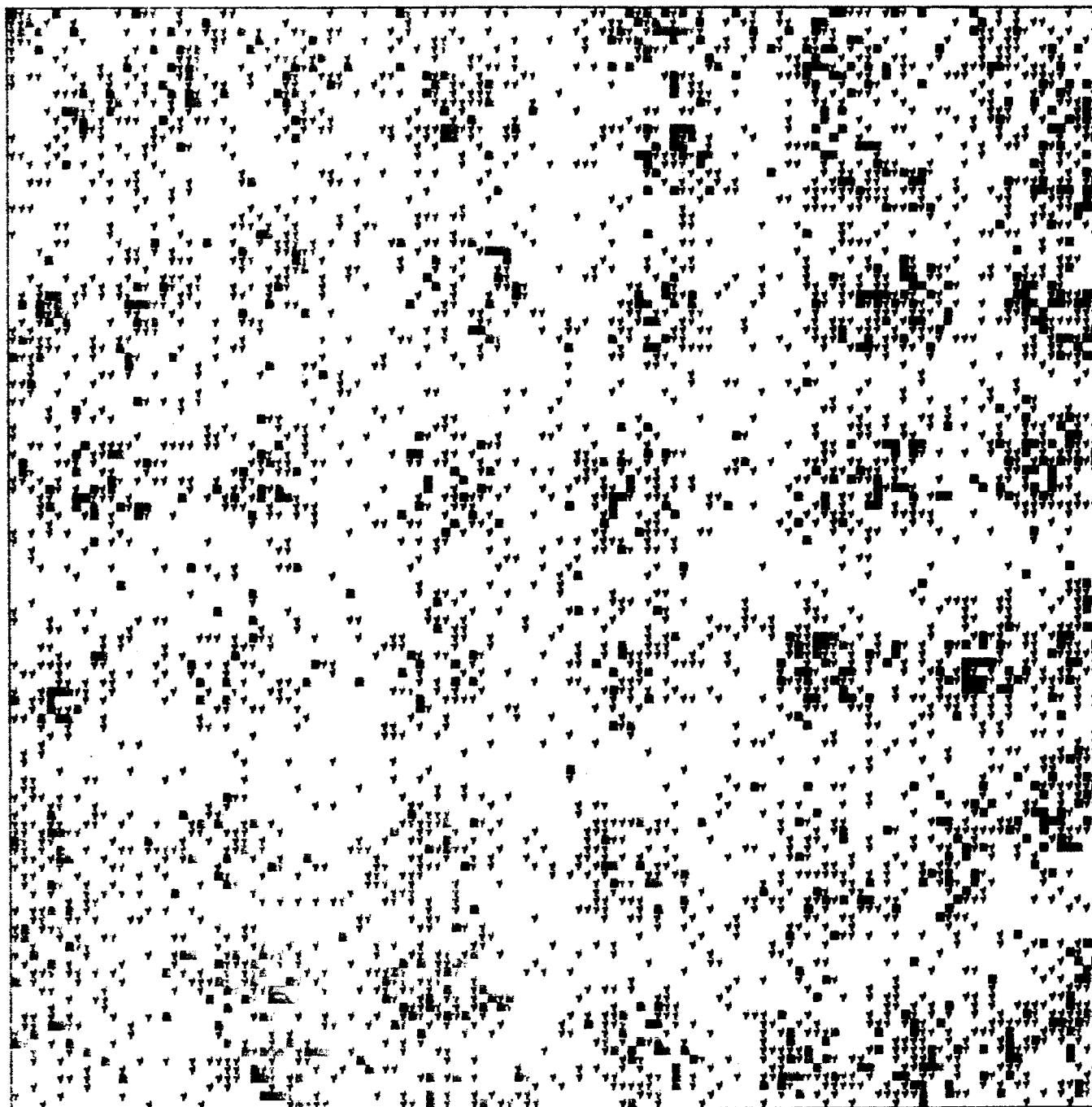


Рис. 6.14 Изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в параллельном пучке нейтронов. (Детектор с квадрантным анодом.)

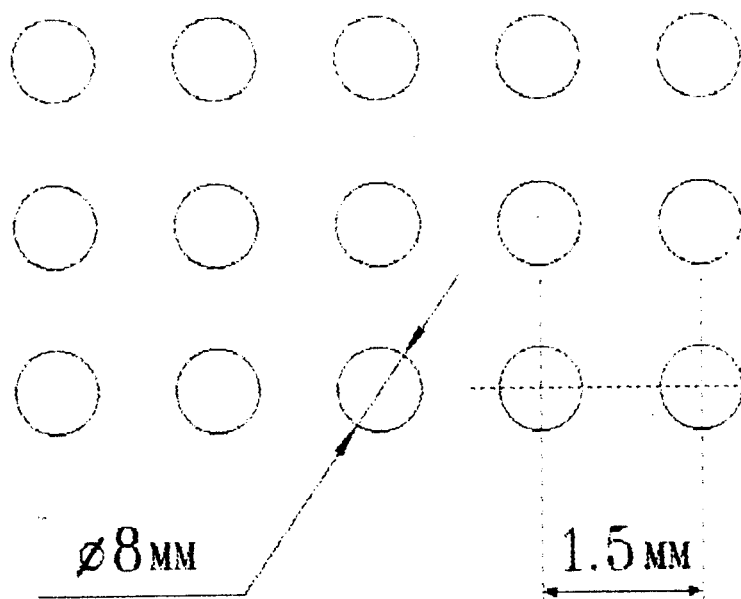


Рис. 6.16 Тест-объект. (Отверстия сделаны в непрозрачном для α -частиц и нейтронов материале.)

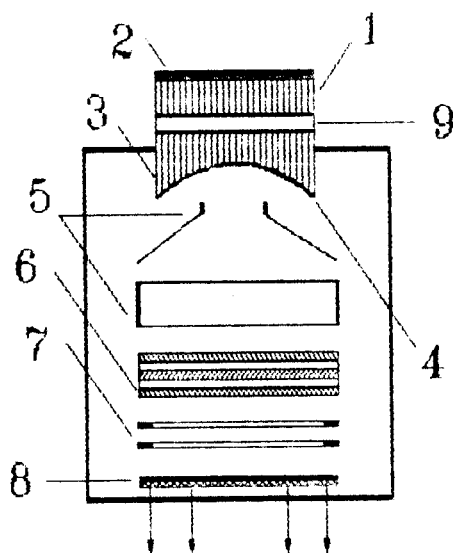


Рис. 6.17 Позиционно-чувствительный сцинтилляционный детектор нейтронов с анодом в виде клиньев и полос. 1-волоконная шайба, 2-конвертор нейтрон-свет [99], 3-входная волоконная шайба, 4-фотокатод, 5-электростатическая линза, 6-блок МКП, 7-кольца, 8-анод в виде клиньев и полос [98], 9-дополнительная прозрачная стеклянная шайба.

$$x = \frac{Q_K}{Q_K + Q_{II} + Q_Z}, \quad y = \frac{Q_{II}}{Q_K + Q_{II} + Q_Z}, \quad (6.5)$$

где Q_K, Q_{II}, Q_Z - заряды, снимаемые соответственно с клиньев, полос и образованной ими змейки. В экспериментах был использован более чувствительный алгоритм определения координат:

$$x = \frac{Q_K - Q_{II} - Q_Z}{Q_K + Q_{II} + Q_Z}, \quad y = \frac{Q_{II} - Q_K - Q_Z}{Q_K + Q_{II} + Q_Z}. \quad (6.6)$$

Здесь координата x определяется разностью зарядов снимаемых с двух групп клиньев: собственно клиньев и клиньев, образованных полосами и змейкой. Аналогично, координата y определяется разностью заряда с собственно полос и суммой зарядов с клиньев и змейки.

Устройство детектора с новым анодом (рис. 6.18) практически не отличается от ранее описанного прибора. Только между МКП1 и МКП2 был образован небольшой промежуток.

Работоспособность прибора была проверена в режиме регистрации единичных фотонов. Для этого непосредственно на входную волоконную шайбу помещался тест-объект (рис. 6.16). В качестве осветителя использовался светодиод, расположенный на расстоянии ~5 см. Сигнал с генератора ($\nu = 30$ Гц) одновременно подавался на светодиод и на запуск измерительной системы. Такой способ позволил исключить регистрацию шумов прибора (~1000 отс/с). Подбором напряжений на участке МКП3 - коллектор удалось добиться хорошей линейности по полю диаметром 24 мм (рис. 6.19). Это изображение позволило установить соответствие между реальными и вычисляемыми координатами.

Для проверки разрешающей способности тест-объект был заменен на отверстие диаметром ~100 мкм. Диафрагма размещалась в центре поля зрения. Оказалось, что ширина на полувысоте в сечении, проходящем через центр изображения, равна 100 мкм. Таким образом, в однофотонном режиме прибор имеет хорошее разрешение.

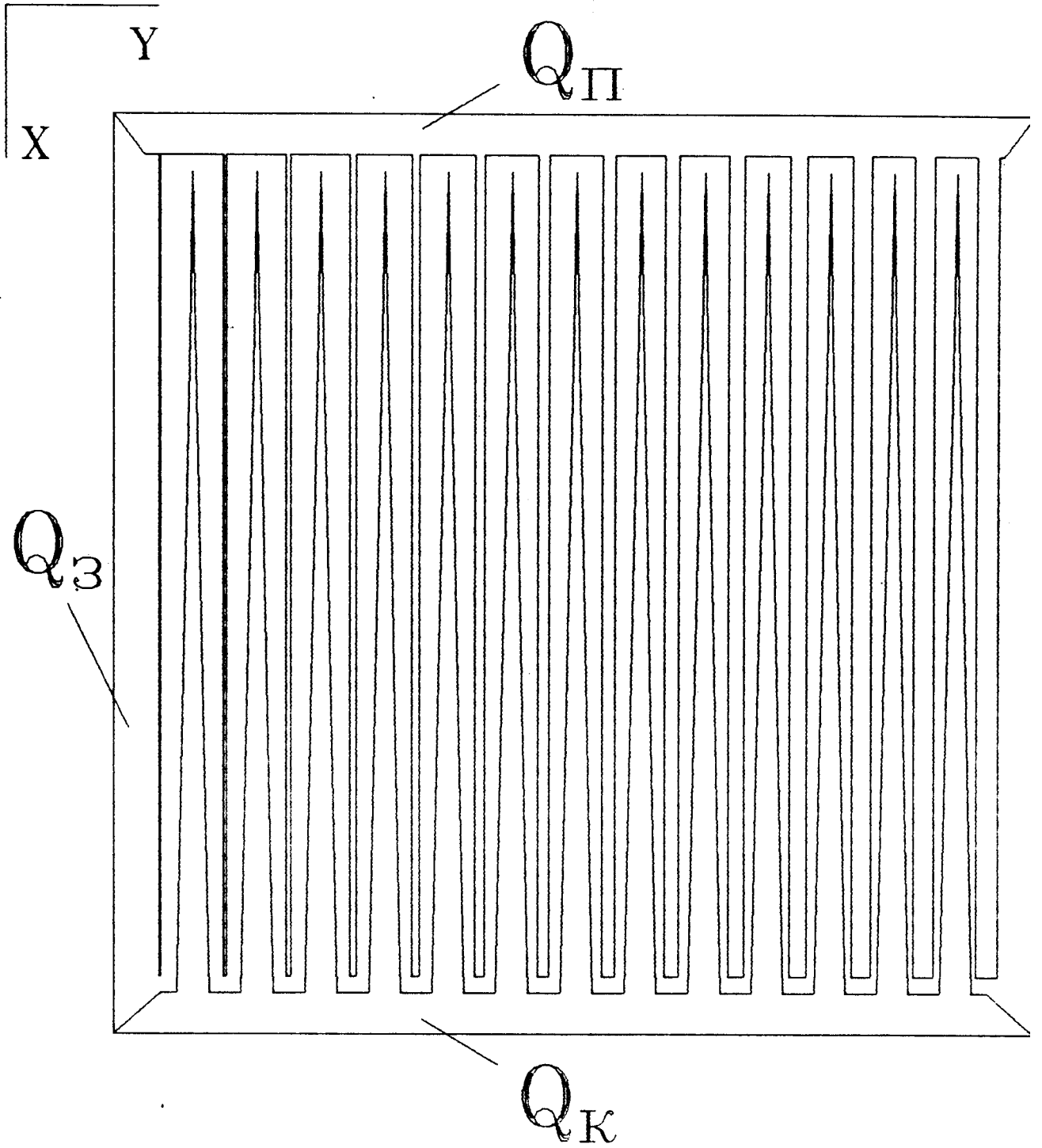


Рис. 6.18 Анод в виде клиньев и полос [98].

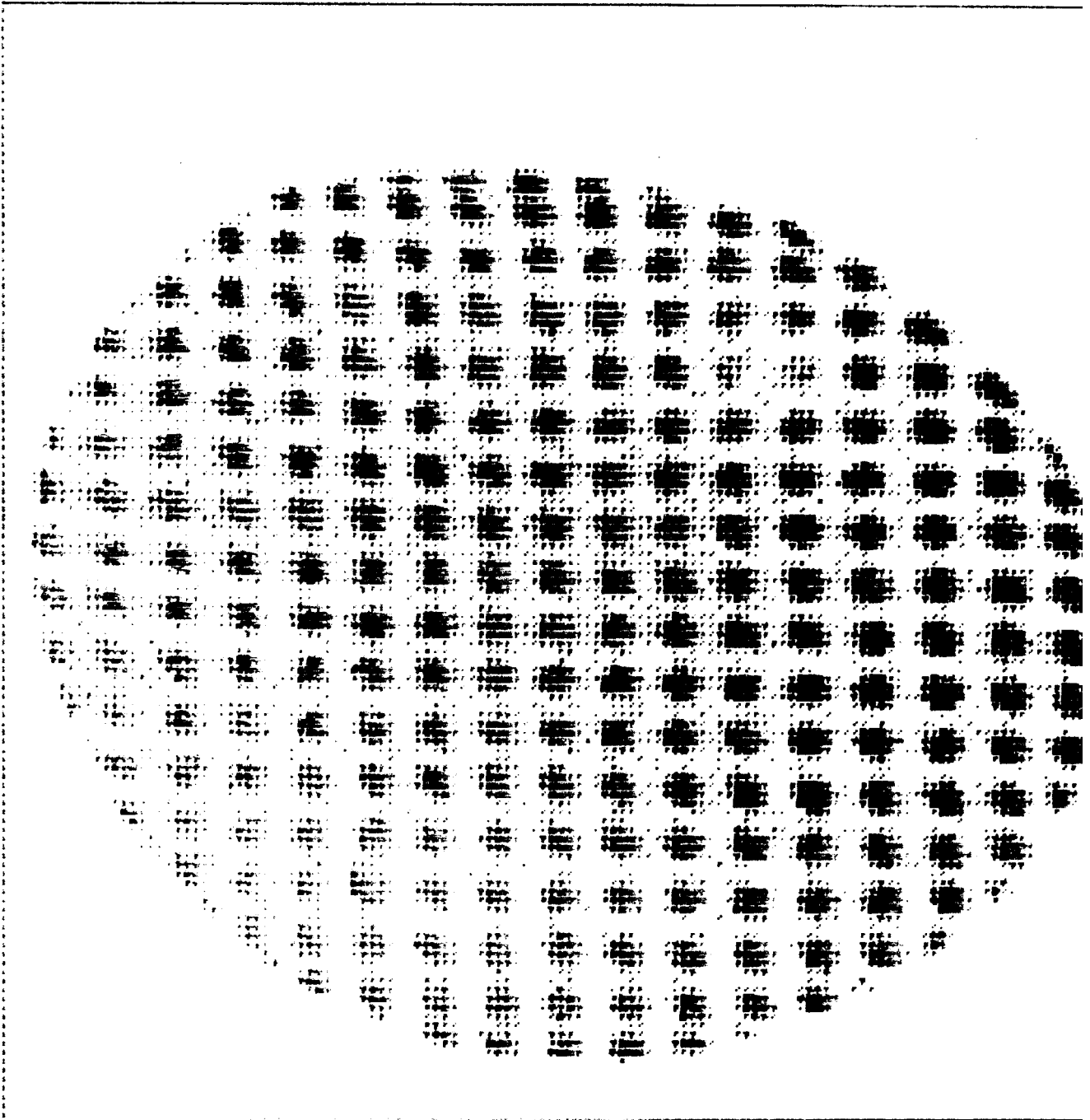


Рис. 6.19 Изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в параллельном пучке света. (Детектор с анодом в виде клиньев и полос.)

В экспериментах с α -частицами в качестве сцинтиллятора использовался многослойный сцинтиллятор-конвертор, предназначенный для преобразования УХН в свет в микроскопе [99].

Сигналы от α -частиц имеют значительную амплитуду, и поэтому напряжение на приборе было снижено. При этом наиболее выгодным является уменьшение напряжения на МКП1, так как именно ее шумы являются определяющими. На рис. 6.20 показано изображение тест-объекта (рис. 6.16) в α -лучах. Видно значительное ухудшение разрешения в центральной области, при этом имеет место параллельный сдвиг изображения.

Выяснилось, что это явление связано с многофотонным характером события при регистрации α -частиц. Если поместить в центр детектора маленькую диафрагму и освещать ее короткими, но достаточно интенсивными вспышками света, чтобы амплитуда сигнала была такой же, как от α -частицы, то разрешение оказывается равным ~ 800 мкм в центре и ~ 300 мкм на краю поля зрения, вместо ~ 100 мкм в однофотонном режиме.

При уменьшении амплитуды вспышек разрешение улучшается практически до $100 \div 150$ мкм.

По-видимому, существенное ухудшение разрешения в центре поля зрения связано с числом и плотностью фотоэлектронов на поверхности первой МКП.

Предположим, что распределение плотности электронов на аноде можно представить в виде суммы нескольких колоколообразных кривых (рис. 6.21). Лавина 1 получается, когда на входе МКП1 в каждый канал попадает только по одному электрону. Лавина 2 - когда в канале два электрона и т.д. Такое представление может объяснить природу крестообразных нелинейных искажений в приборе с квадрантным анодом. Если лавина 1 имеет эффективный размер, соответствующий расчету, т.е., $D \approx 15$ мм, то она порождает характерные для квадранта

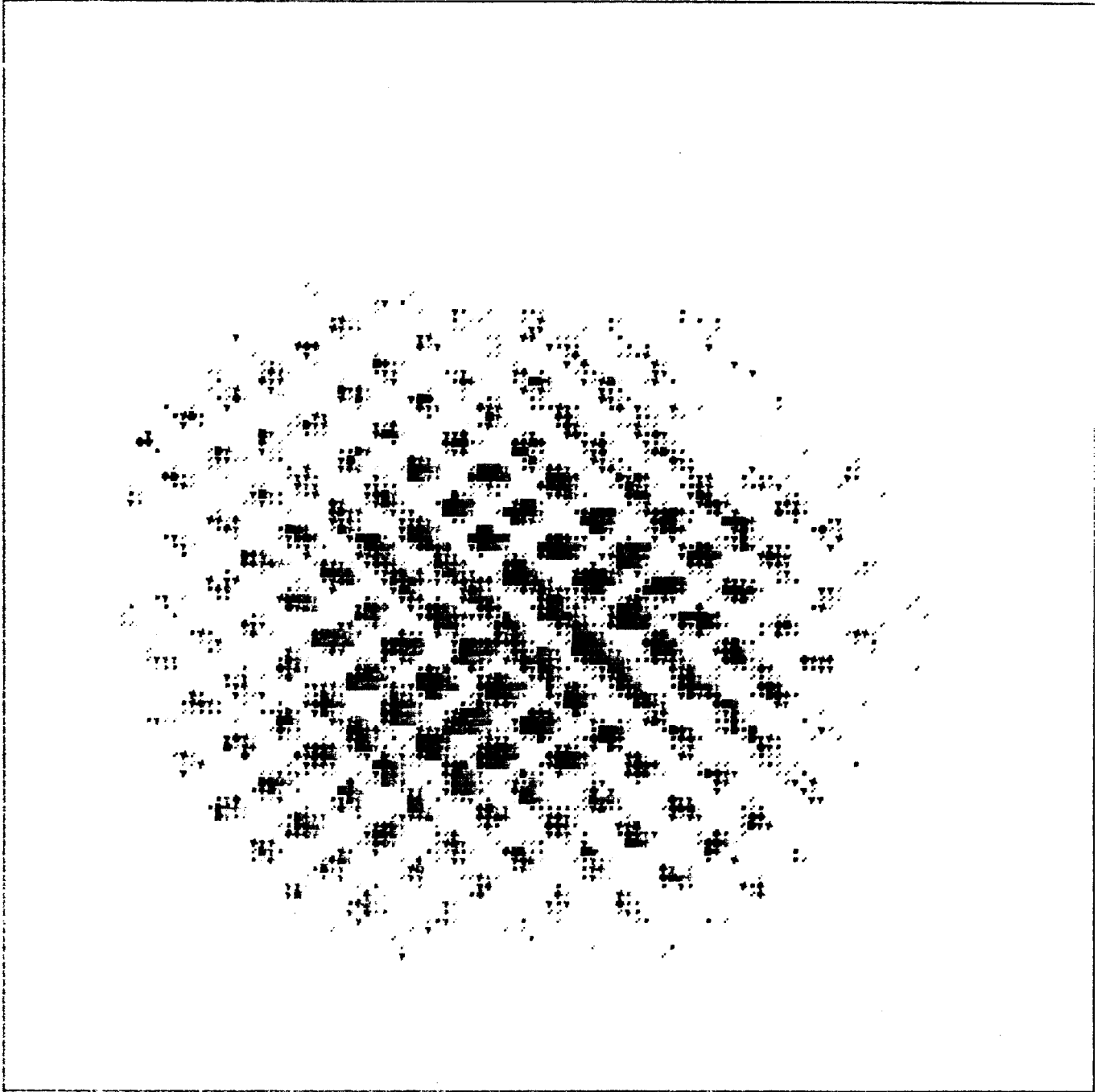


Рис. 6.20 Изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в α -лучах. (Детектор с анодом в виде клиньев и полос без дополнительной прозрачной шайбы.)

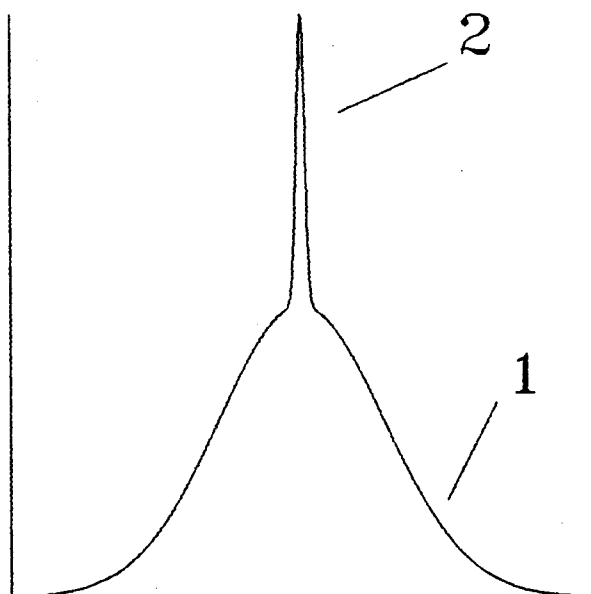


Рис. 6.21 Вероятное изменение плотности электронов на аноде в сечении, проходящем через центр электронной лавины.

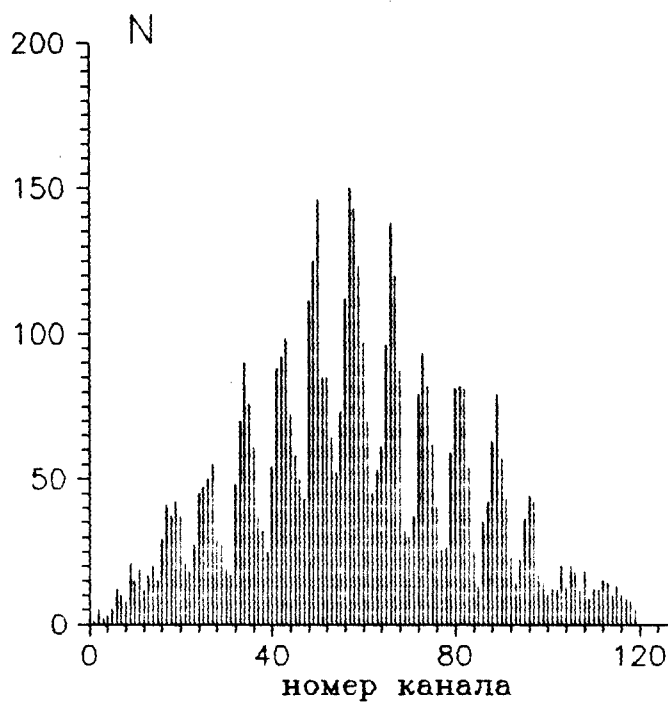


Рис. 6.25 Распределение интенсивности счета в сечении, проходящем через центральную часть изображения тест-объекта (рис. 6.24).

нелинейные искажения на краю поля зрения. Лавина 2 с меньшим характерным размером (по-видимому, $D \cong 2$ мм), может быть причиной искажений в центре и вблизи границы раздела электродов анода (рис. 6.13).

Эффективный размер такой сложной лавины заметно меньше расчетной величины. В пользу этой гипотезы говорят следующие факты:

1) Еще при работе с детектором с квадрантным анодом выяснилось, что размер поля зрения (5+6 мм) заметно меньше расчетного (~15 мм). В этом детекторе размер поля зрения прямо связан с эффективным размером лавины (см. 6.4). Поэтому естественно предположить, что уменьшение эффективного размера лавины связано с регистрацией нескольких фотоэлектронов.

Расширить поле зрения тогда удалось путем уменьшения напряжения на участке МКПЗ - анод.

2) Параллельный сдвиг изображений дырок в центре на рис. 6.20, по-видимому, также связан с тем, что электронная лавина имеет небольшой, сравнимый с шагом структуры анода (1.5 мм), размер.

Кроме того, при эксплуатации микроскопа с квадрантным детектором проводился опыт по калибровке увеличения микроскопа и детектора. Выяснилось, что калибровку поля зрения детектора необходимо проводить с тем же сцинтиллятором, с которым проводится основная работа, поскольку при переходе от одного сцинтиллятора к другому, с иной сцинтилляционной эффективностью, масштаб изображения меняется. Это явление находит объяснение только при наличии зависимости эффективного размера лавины от амплитуды сигнала. Отдельный эксперимент по определению зависимости масштаба от числа электронов на аноде дал аналогичный результат. Коэффициент преобразования энергии α -частицы в электроны лавины может заметно изменяться, поэтому эффект флуктуации размера лавины может ухудшать разрешение даже при размере лавины близком к расчетному.

Отметим еще, то обстоятельство, что в однофотонном режиме удалось получить изображение тест-объекта с хорошим разрешением и без нелинейных искажений в центре. Это свидетельствует, что в работе измерительной системы нет существенных методических ошибок.

Исходя из этих представлений, дальнейшие усилия были сосредоточены на увеличении размера лавины на аноде при регистрации α -частиц.

Этого можно добиться, например, путем уменьшения напряжения между выходом МКПЗ и коллектором. Действительно, при этом наблюдалось некоторое улучшение разрешения, однако, очень скоро начинались нелинейные искажения на краях изображения.

Лучшие результаты получаются, если расфокусировать электронную линзу, и тем самым уменьшить вероятность попадания в один канал МКП нескольких фотоэлектронов. При этом размер всей электронной лавины определяется, в основном, лавиной 1 (рис. 6.21). При этом эффективный размер всей лавины близок к расчетной величине, и, как следствие, наблюдается заметное улучшение разрешения. Однако, дефокусировка достигалась значительным уменьшением напряжения на электронной линзе, что является неприемлемым с точки зрения увеличения внутренних шумов прибора. Дело в том, что, как было отмечено выше, электронная линза не только фокусирует фотоэлектроны, но и препятствует возникновению ионной обратной связи.

Увеличить размер пятна на первой МКП можно также путем увеличения эффективного размера светового пятна на фотокатоде. Этого можно достигнуть, если между волоконной шайбой с сцинтиллятором и входом прибора проложить дополнительную прозрачную стеклянную пластинку. При этом тоже уменьшается вероятность попадания в один канал МКП нескольких фотоэлектронов, и этот шаг действительно привел к улучшению разрешения. Изображение металлической сетки (рис. 6.11) было получено с пластинками толщиной $d = 0.2$ мм, 1.4 мм и 3 мм. Шаг

сетки $d = 1.6$ мм, ширина перемычки 160 мкм. Наилучший результат (рис. 6.22) получился для пластинки с $d = 1.4$ мм, она и было использовано в дальнейшем. Для $d = 0.2$ мм искажения практически не изменились, а для $d = 3.0$ мм - разрешение оказалось заметно хуже. По-видимому, это связано с тем, что с ростом толщины пластинки и поперечного размера светового пятна на фотокатоде σ_{Φ_k} растет статистическая погрешность σ_c определения центра тяжести пятна фотоэлектронов $\sigma_c = \sigma_{\Phi_k} / \sqrt{N_{\Phi}}$, где N_{Φ} - число фотоэлектронов. Начиная с некоторого размера пятна, этот эффект начинает доминировать.

Появление дополнительной пластинки и увеличение расстояния между волоконными шайбами не ухудшило линейность прибора (рис. 6.23). В итоге, разрешение детектора оказалось равным $270+300$ мкм по всему полю зрения в 24 мм.

На рис. 6.24+6.25 показаны изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в параллельном пучке нейтронов и распределение интенсивности счета в сечении, проходящем через его центральную часть. Различная интенсивность по полю объясняется неоднородностью освещения. К сожалению, в процессе длительных измерений проявились скрытые дефекты прибора. В локальной области поля зрения появились заметные шумы, связанные с МКП1, которые стали мешать регистрации нейтронов (рис. 6.24). Программным образом эта область поверхности детектора (примерно 20% от полной площади) была исключена из работы.

Таким образом, было создано два поколения координатно-чувствительных детекторов с разрешением порядка 270 мкм.

Поскольку разрешение в обоих случаях оказалось хуже как расчетного, так и разрешения при регистрации фотонов, то выяснение причин этого представляется весьма важным.

В работе [97] высказывается предположение, что потеря разрешения связана с особенностями светосбора на фотокатод.

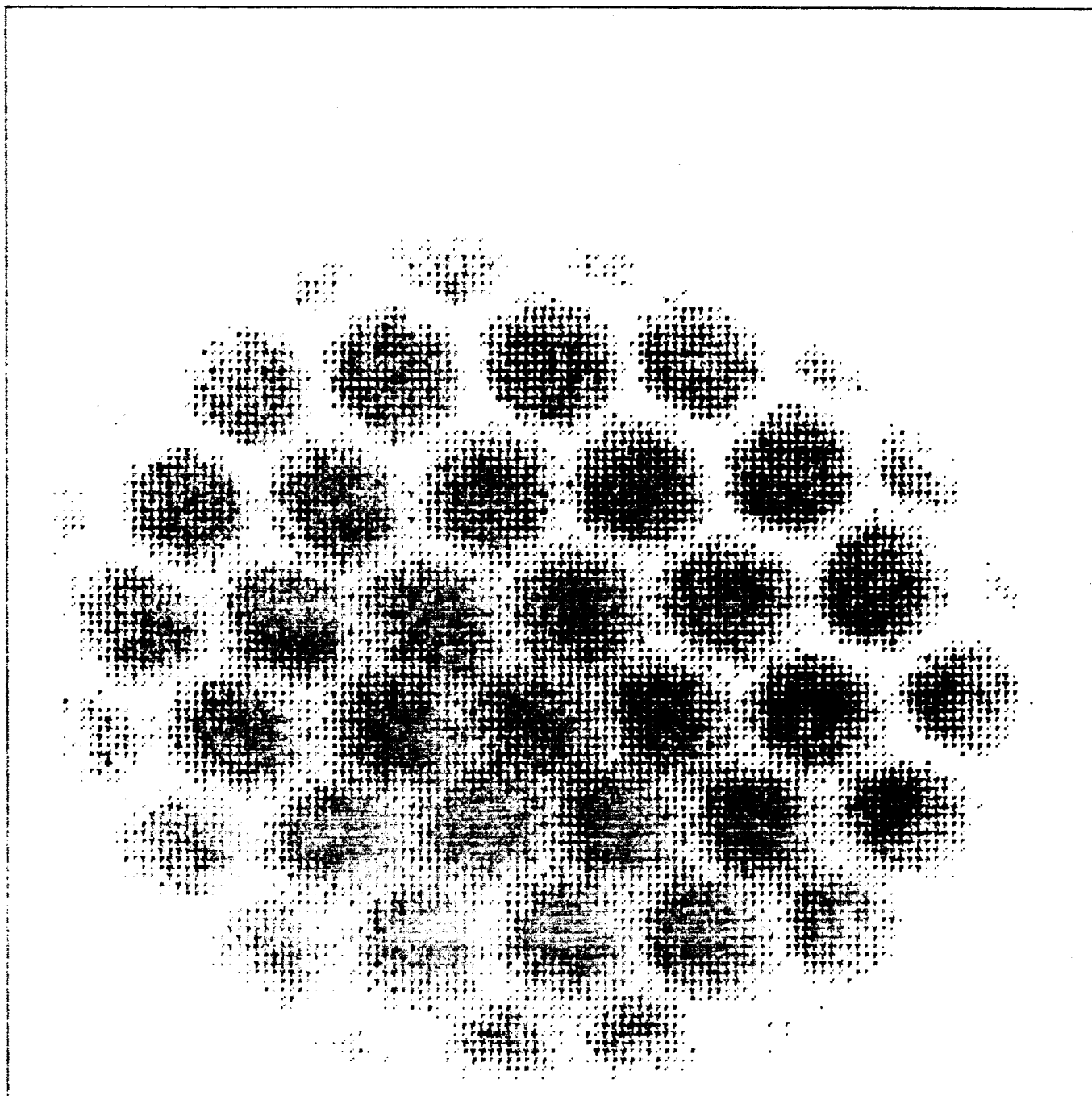


Рис. 6.22 Изображение показанной на рис. 6.11 металлической сетки (Шаг сетки $d = 1.6$ мм. Ширина перемычки 160 мкм.) в α -лучах. (Детектор с анодом в виде клиньев и полос.)

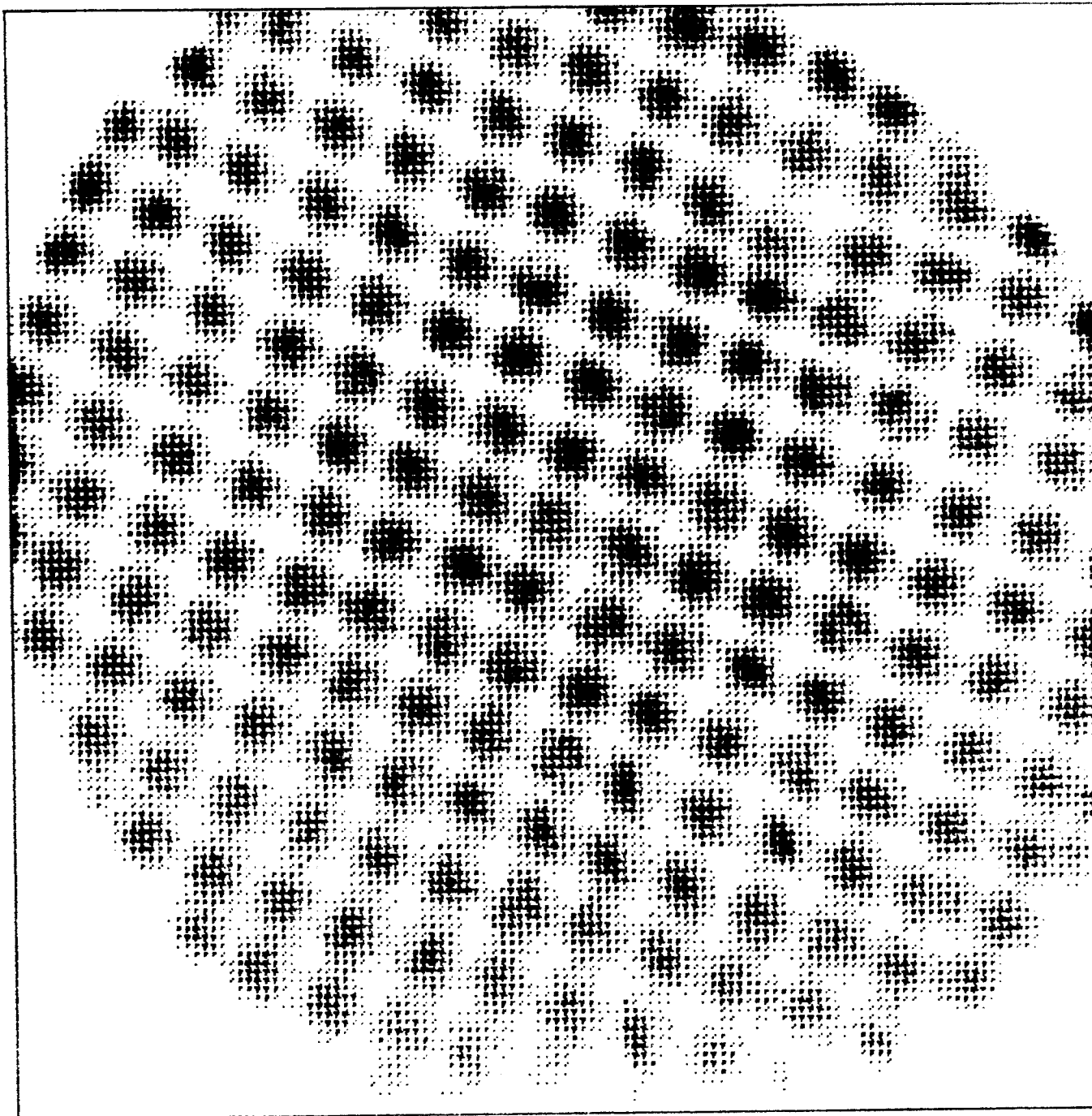


Рис. 6.23 Изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в α -лучах. (Детектор с анодом в виде клиньев и полос.)

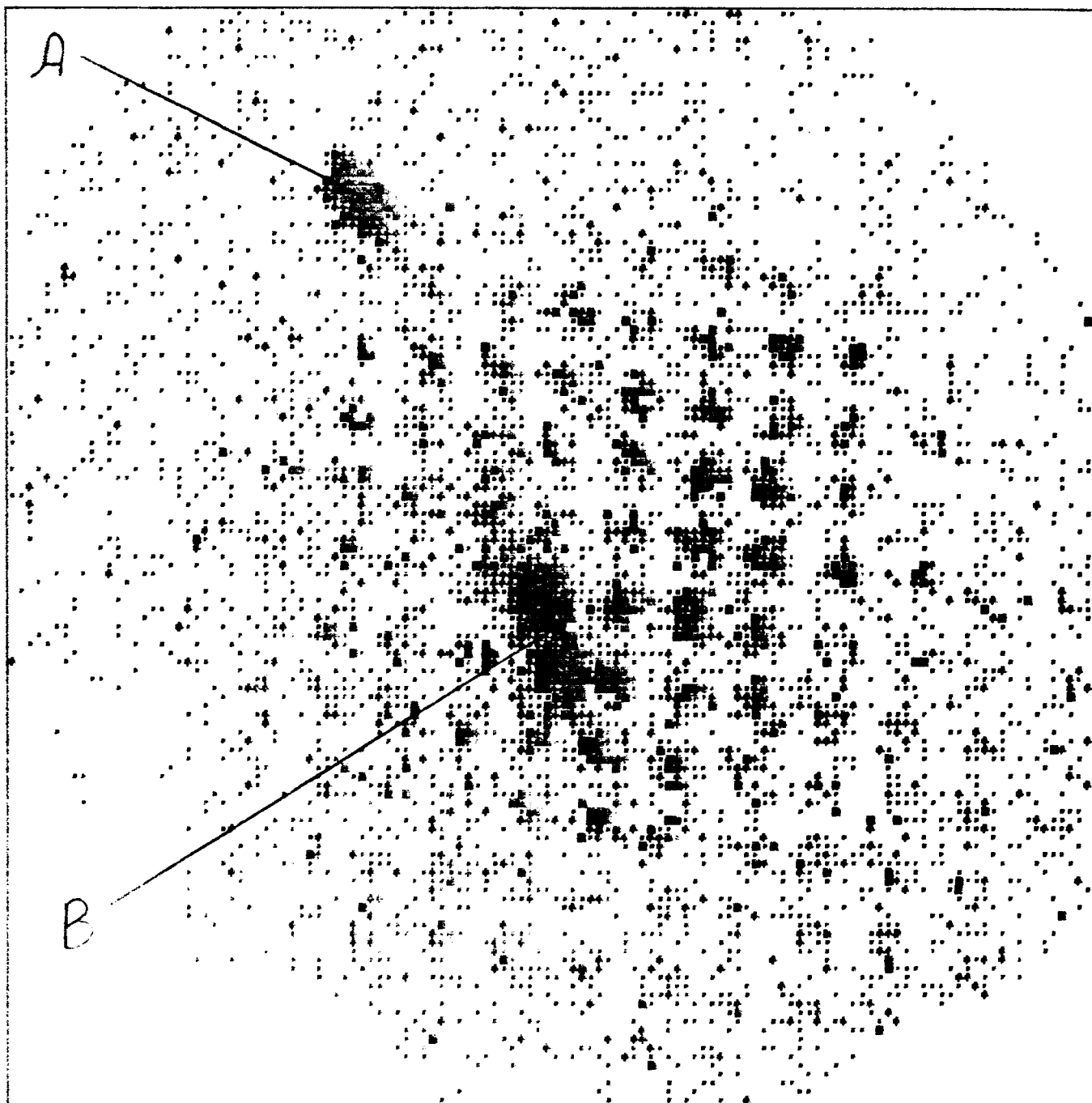


Рис. 6.24 Изображение тест-объекта (рис. 6.16), полученное в параллельном пучке нейтронов. (Детектор с анодом в виде клиньев и полос.) А, В-области повышенного шума МКПД.

Действительно, часть света от сцинтиллятора может быть не захвачена в эффективную апертуру волоконной оптики и достигает фотокатода на значительном удалении от "своей" волоконной нити. Статистика фотоэлектронов, порожденных такими фотонами, бедна, что и может привести к ухудшению разрешения.

Интенсивность незахваченного волоконной шайбой света должна убывать обратно пропорционально квадрату расстояния от сцинтиллятора до фотокатода. Потери же в волокне пропорциональны первой степени от расстояния. Поэтому, если увеличить расстояние до фотокатода, то влияние этого эффекта должно быть уменьшено. В одном из экспериментов волоконная шайба была заменена на достаточно длинный волоконный столбик. Тем самым расстояние было увеличено в 10 раз, но улучшения разрешения замечено не было.

Из практики регистрации γ -лучей известно, что свет испытывает многократные внутренние отражения внутри сцинтиллятора CsI (таллий) прежде, чем выйдет из него. Поэтому фотон может покинуть сцинтиллятор на значительном удалении от места своего возникновения. Этот эффект увеличивает диаметр светового пятна на фотокатоде и, следовательно, ухудшает разрешение. Для проверки значимости этого эффекта был проделан следующий опыт.

На волоконную шайбу был напылен тонкий сцинтиллятор, представляющий собой пятно диаметром ~ 100 мкм. При облучении α -частицами такой сцинтиллятор представляет собой точечный источник света на входе прибора. Но, несмотря на малый размер, изображение такого объекта имеет ширину на полувысоте около 300 мкм.

По-видимому, разрешение приборов все-таки определяется в основном особенностями сбора электронов коллекторами и структурой распределения плотности электронов.

§ 6.6. Измерительно-вычислительная система.

Структурная схема измерительно-вычислительной системы показана на рис. 6.26. Основу ее составляет аппаратура в стандарте САМАС, работающая под управлением ЭВМ "Электроника-60". Система обеспечивает прием информации от детектора, обработку ее в режиме "on-line" по заданному (изменяемому) алгоритму, представление результатов в наглядном виде на графическом дисплее и постоянное хранение.

Сигналы с зарядо-чувствительных усилителей (ЗЧУ), представляющие собой первичную информацию, поступают на интегро-дифференцирующие блоки (ИТД) ($\tau_{и} = \tau_{д} = 4$ мкс). Они имеют фронт ~ 100 нс и спад ~ 100 мкс. Использование ИТД позволило довести отношение шум/сигнал до $0.04 \pm 0.1\%$, а взаимное влияние трактов из-за емкостной связи при работе с анодом в виде клиньев и полос уменьшить до 1%. Следует заметить, что эта остаточная связь не ухудшает разрешение прибора, а приводит только к незначительным нелинейным искажениям. Предварительная обработка осуществляется по двум каналам: временному и амплитудному. Во временном канале определяется факт одновременного прихода сигналов и вырабатывается триггерный сигнал, разрешающий работу 12-разрядных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) и обработку. Время совпадения выбрано около 0.8 мкс. Коды с АЦП передаются в ЭВМ, где вычисляется суммарный заряд лавины и координаты события. Отбор событий по амплитудам и координатам осуществляется программно.

В составе системы имеется САМАС модуль ОЗУ-128К, где хранится вся текущая информация о набранных событиях. Этот блок выступает по отношению к ЭВМ как внешний энергонезависимый накопитель. Основная информация представляет собой матрицу, соответствующую 128×128 градациям по координатам. Кроме того, программа удерживает вспомогательную информацию об амплитудном спектре событий, полном их

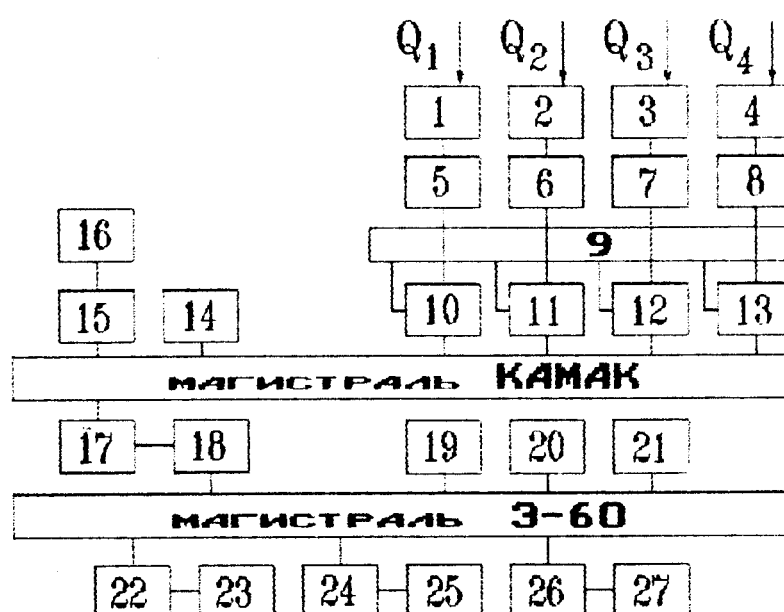


Рис. 6.26 Структурная схема измерительно-вычислительной системы [97]. 1÷4 - зарядочувствительные усилители, 5÷8 - интегродифференцирующие блоки, 9 - блок совпадений, 10÷13 - аналого-цифровые преобразователи, 14 - память, 15 - контроллер графического дисплея, 16 - графический дисплей, 17 - контроллер крейта, 18 - интерфейс контроллера крейта, 19 - процессор, 20 - оперативное запоминающее устройство, 21 - постоянное запоминающее устройство, 22 - интерфейс терминала, 23 - пультовой терминал, 24 - интерфейс дисковод, 25 - дисковод, 26 - интерфейс принтера, 27 - принтер.

числе, времени экспозиции, скорости счета и т.д.

Пространственная картина непрерывно высвечивается на графическом дисплее. На нем же представляется графическая информация о скорости счета. По желанию оператора информация переписывается на гибкий магнитный диск (ГМД).

Быстродействие системы равно 100 событий в секунду, что вполне достаточно для целей нейтронной микроскопии.

Для предварительной калибровки измерительных трактов одновременно на входы всех ЗЧУ без отключения анода подавались одинаковые заряды, величина которых могла изменяться.

Характеристики системы обеспечивают аппаратное разрешение, приведенное ко входу, не хуже 20 мкм для квадрантного анода и 100 мкм для анода в виде клиньев и полос во всем динамическом диапазоне амплитуд импульсов. Различие в оценках объясняется тем, что анод в виде клиньев и полос предъявляет более жесткие требования к измерительной аппаратуре. Если положить, что максимальный заряд, который может регистрировать аппаратура, равен 1, то сигналы с полуплоскостей квадранта изменяются в наблюдаемой области (рис. 6.10) ($-0.7 \leq x \leq 0.7$, $-0.7 \leq y \leq 0.7$) в зависимости от координаты от 0.18 до 1. Сигналы же с клиньев и полос изменяются только в пределах $0.3+1$, при наблюдаемой области в 24 мм (рис. 6.23).

Важным моментом является правильный выбор порогов по суммарному заряду и в каждом из каналов. Из (6.4) с помощью простой алгебры легко получить

$$Q_1 = (1+x) \cdot (1+y), \quad (6.7)$$

$$Q_2 = (1+x) \cdot (1-y), \quad (6.8)$$

$$Q_3 = (1-x) \cdot (1-y), \quad (6.9)$$

$$Q_4 = (1-x) \cdot (1+y). \quad (6.10)$$

В точке $x = y = 0.7$ максимальное значение имеет Q_1 , а минимальное - Q_3 . При работе с квадрантным анодом аппаратура позволяет регистрировать заряды от 0.025 до 1. Таким образом, при $Q_3 = 1$ $Q = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 = 1.38$, а при $Q_1 = 0.025$ $Q = 1.11$. То есть, для того, чтобы эффективность не менялась по полю, суммарный заряд должен быть в пределах от 1.11 до 1.38. Реальный спектр шире указанных границ, и поэтому на краю имеет место некоторое уменьшение эффективности. Впрочем, эта область достаточно мала, так как, для $-0.6 \leq x \leq 0.6$, $-0.6 \leq y \leq 0.6$ уже $0.62 \leq Q \leq 1.56$.

Сделаем оценку порогов суммарного заряда для анода в виде клиньев и полос. Из эксперимента известно, что сигналы с клиньев и полос в пределах круга диаметром 20 мм изменяются от $0.16 \cdot Q$ до $0.44 \cdot Q$. Минимальный и максимальный заряды со змейки соответственно равны $0.2 \cdot Q$ и $0.6 \cdot Q$. При работе с анодом в виде клиньев и полос система позволяет без потери аппаратурного разрешения измерять заряды в пределах $0.125 \leq Q \leq 1$. Следовательно, эффективность по полю будет одинаковой только в случае $0.125/0.16 = 0.78 \leq Q \leq 1.67 = 1/0.6 = 1.67$.

§ 6.7. Основные результаты главы.

Созданы два низкофоновых позиционно-чувствительных детектора УХН с автоматизированным сбором информации для регистрации изображения в нейтронном микроскопе [97]. Детекторы позволили провести испытания горизонтального нейтронного микроскопа [46,47].

ГЛАВА 7.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПОЛУЧЕНИЮ НЕЙТРОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИИ.

Предложенный в главе 4 микроскоп [62] с горизонтальным ходом лучей и обратной системой был построен с участием автора. Микроскоп с измерительной системой составили комплекс "Горизонтальный нейтронный микроскоп" [46,47]. Наличие в составе комплекса позиционно-чувствительного детектора и измерительной системы явилось решающим фактором, позволившим осуществить ряд экспериментов с микроскопом и провести достаточно полные испытания прибора. Конструкция микроскопа и некоторые из проведенных опытов описаны в [101].

§ 7.1 Краткое описание конструкции микроскопа.

Схема прибора представлена на рис. 7.1. Поступающие из нейтроновода 1 нейтроны проходят через закрепленный в подвижной рамке 2 объект 3 и, отразившись от зеркал объектива Берча 4 и обратной системы 5, фокусируются во входной плоскости позиционно-чувствительного детектора 6 [97].

Оптическая часть микроскопа расположена внутри вакуумной камеры 7. С помощью сорбционного насоса в камере поддерживался вакуум 10^{-4} - 10^{-5} Торр.

Реальная схема прибора несколько сложнее, чем представленная на рис. 7.1. В конструкции прибора предусмотрено освещение объекта светом и отражение выходящего из объектива света на прозрачную волоконную шайбу. На поверхности шайбы можно было наблюдать световое изображение объекта. В горизонтальных схемах плоскости изображения для света и для нейтронов совпадают. Это обстоятельство существенным образом упрощает наведение на фокус и выбор необходимого фрагмента

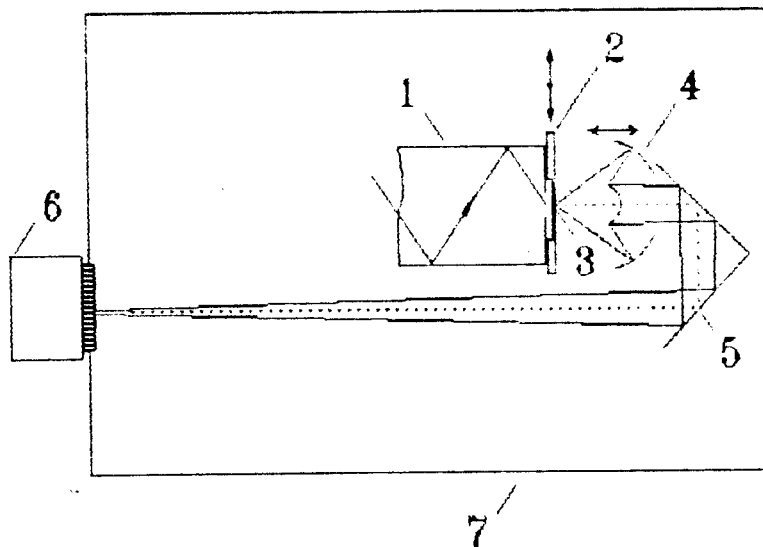


Рис. 7.1 Горизонтальный нейтронный микроскоп [46,47].
1-нейтронвод, 2-подвижная рамка с объектом, 3-объект,
4-объектив, 5-оборотная система,
6-позиционно-чувствительный детектор, 7-вакуумный кожух.

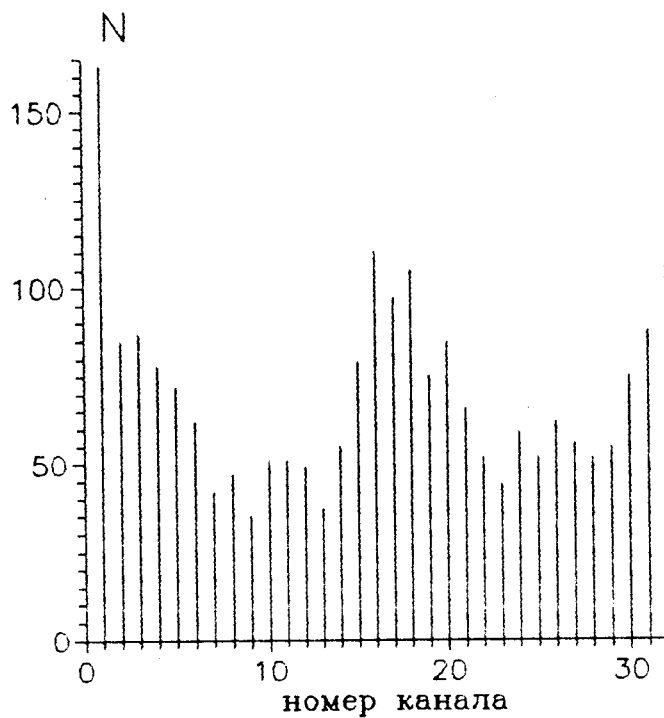


Рис. 7.2 Распределение интенсивности в сечении, проходящем через центр изображения отверстия [46].

объекта. В микроскопе последний отрезок в световом канале сделан равным нейтронному. Таким образом, наведение на фокус в нейтронном и оптическом каналах происходит одновременно.

Конструктивно объектив и обратная система объединены в один оптический узел, который для наведения на фокус необходимо перемещать вдоль оси объектива. При этой операции оптический узел движется, как относительно объекта, так и относительно детектора.

Объект располагался на подвижной рамке, которую можно перемещать в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости, перпендикулярной оптической оси объектива.

Весь процесс наведения на фокус и выбор необходимого фрагмента объекта можно проводить, не нарушая вакуум в приборе.

Все оптические элементы изготовлены из стекла и покрыты методом магнетронного напыления слоем немагнитного сплава $^{58}\text{Ni-Mo}$. Толщина покрытия ($\sim 2000 \text{ \AA}$) обеспечивает близкий к единице коэффициент отражения.

Как отмечалось в главе 5, на работу микроскопа может оказать существенное влияние вибрация. С целью снижения уровня вибраций прибор установлен на плите весом 100 кг, под которой находится пластина из поролона. В конструкции микроскопа также имеется упругий элемент, предназначенный для развязки от вибраций основного нейтронновода источника УХН.

§ 7.2 Эксперименты по регистрации позиционно-чувствительным детектором нейтронов [97] изображений в горизонтальном нейтронном микроскопе.

Комплекс "Горизонтальный нейтронный микроскоп" был смонтирован на канале очень холодных и ультрахолодных нейтронов реактора ВВР-М ЛИЯФ (г. Гатчина) [69].

В качестве детектора в микроскопе был установлен прибор описанный в главе 6. Разрешение детектора равно около 300 мкм, что ограничивает полное разрешение всего комплекса на уровне 6 мкм.

Первый тест микроскопа был осуществлен со "светящимся" объектом-отверстием. Отверстие было сделано в тонкой (~10 мкм) алюминиевой фольге, покрытой отражающим нейтроны слоем $^{58}\text{Ni-Mo}$, и имело неправильную форму с размерами примерно $40 \times 50 \text{ мкм}^2$. С помощью светового канала объект был установлен таким образом, чтобы его изображение формировалось в центральной области детектора. На рис. 7.2 показано сечение, проходящее через центр нейтронного изображения отверстия [46]. Видно, что в центре распределения имеется некоторое увеличение скорости счета, которое, возможно, связано с тем, что здесь располагается изображение отверстия.

Однако, от категоричных выводов следует воздержаться, так как в этом эксперименте был использован детектор с квадрантным анодом. В главе 6 отмечалось, что он обладает заметной нелинейностью на краю и в центре поля зрения. При равномерном освещении нелинейность проявляется через увеличение интенсивности в центре и на краю поля зрения (рис. 6.13). То есть, аналогичное показанному на рис. 7.2 распределение должно быть и при равномерном освещении чувствительного слоя детектора.

Следующим шагом фольга с отверстием была заменена на фольгу без отверстия. Действительно, и в этом случае получилось некоторое увеличение интенсивности в центре и на краю поля зрения (рис. 7.3). Теперь, имея изображение отверстия и зная фоновое распределение, посредством вычитания можно получить "чистый" эффект. Поскольку в течение опытов отсутствовало мониторирование потока УХН, то точного равенства фона в двух опытах добиться было трудно. Однако, нормировку можно сделать по фоновым событиям на краю изображения. На рис. 7.4 показана разностная гистограмма. Цена канала в центре равна

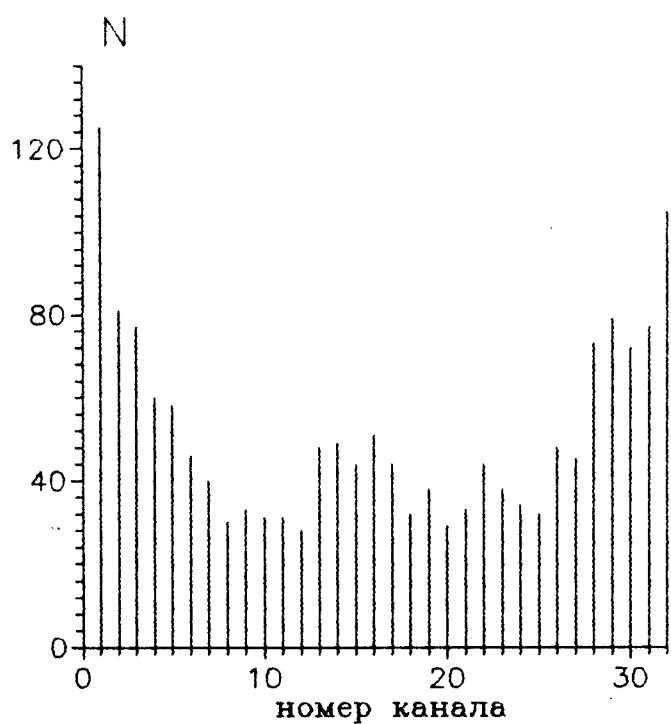


Рис. 7.3 Фоновое распределение интенсивности в сечении, проходящем через центр изображения отверстия [46].

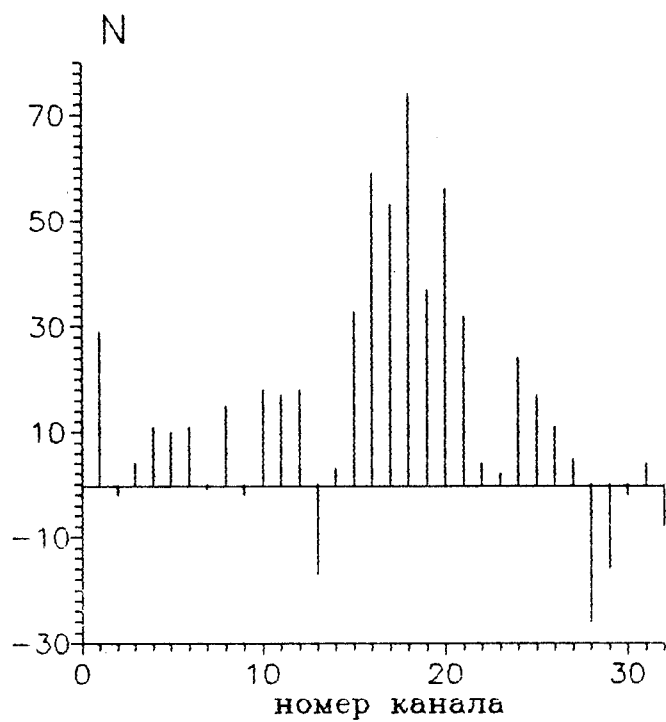


Рис. 7.4 Разностная гистограмма сечений, показанных на рис. 7.2 и 7.3 [46].

примерно 8.7 мкм. Ширина на половине высоты пика гистограммы составляет примерно 50 мкм, что близко к размеру отверстия и, следовательно, разрешение прибора δ лучше 25 мкм. Таким образом, можно было полагать, что в нейтронном микроскопе с горизонтальной оптической осью действительно было зарегистрировано первое нейтронное изображение.

Чистое время эксперимента составило около 250 часов.

Вторым опытом явился эксперимент по получению изображений двух горизонтальных щелей шириной 13.5 мкм и 40 мкм (рис. 7.5). Поскольку эксперимент был направлен на определение оптического разрешения прибора, то есть, носил количественный характер, значительное внимание было уделено калибровке детектора и измерительной системы. С этой целью перед детектором в параллельном пучке нейтронов помещался калиброванный тест-объект, представляющий собой непрозрачную для нейтронов маску с регулярно расположенными отверстиями (рис. 6.16). Калибровка проводилась с тем же чувствительным сцинтилляционным слоем, что и основной эксперимент. Имея изображение тест-объекта (рис. 6.14-6.15) и зная расчетное увеличение ($M=47.2$), легко определить истинное значение цены одного канала в рабочей матрице измерительной системы.

Для определения разрешения зарегистрированные изображения щелей были обработаны с учетом результатов калибровки. В результате было получено, что разрешение комплекса составило 17 мкм [47,101].

Отметим, что в экспериментах по получению изображений отверстия и щелей абсолютная скорость счета в максимуме изображений была в несколько раз меньше ожидаемого значения. Причина расхождения, возможно, связана с наличием довольно значительной компоненты незеркального отражения. Дело в том, что длина волны де-Бройля ($\lambda \sim 600 \text{ \AA}$) УХН примерно на порядок меньше длины волны видимого света, и, следовательно, роль шероховатостей отражающих

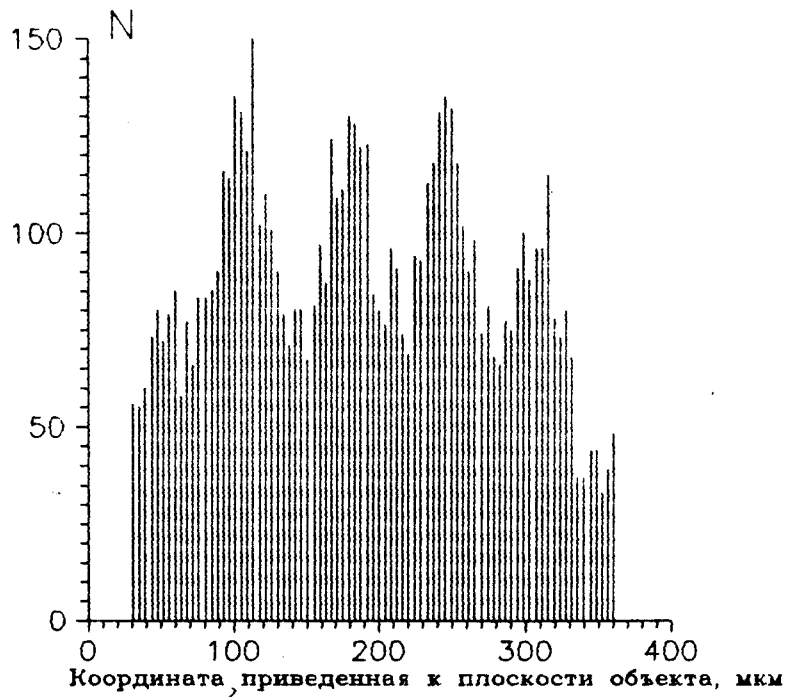


Рис. 7.7 Зависимость скорости счета от координаты при поперечном сечении изображения мира [47].

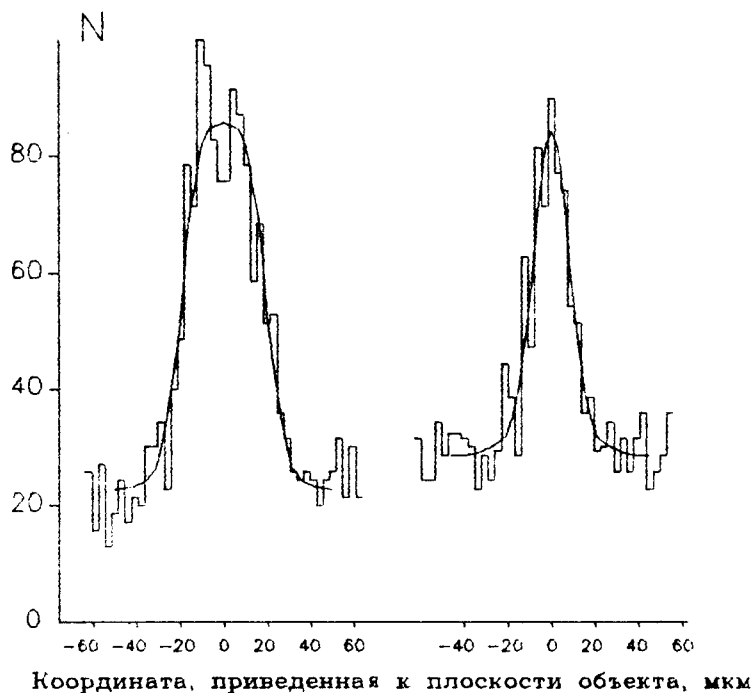


Рис. 7.5 Зависимость счета нейтронов от координаты при поперечном сечении изображения двух щелей: шириной 40 (слева) и 13 мкм. Плавная кривая представляет собой расчетное распределение для гауссовой функции разрешения с шириной на половине высоты 17 мкм [47].

поверхностей может быть существенно выше, чем в обычном оптическом микроскопе. несовершенство поверхности может приводить к рассеянию нейтронов, то есть к диффузному отражению. Последнее, не сильно сказываясь на качестве изображения отверстия и щели, может существенно снизить контраст изображения объекта, имеющего относительно большую площадь прозрачности.

Кроме того, сделанные оценки разрешения прибора являются не вполне корректными, поскольку они основываются на расчетном увеличении микроскопа. Представлялось необходимым осуществить полное экспериментально замкнутое испытание комплекса, то есть, провести прямое измерение нейтронно-оптического увеличения комплекса.

Оба эти обстоятельства заставили поставить опыт по наблюдению изображения периодического тест-объекта (миры), состоящего из чередующихся прозрачных и непрозрачных полос равной ширины. Период миры 66.7 мкм. Полосы располагались горизонтально. При этом гравитационный хроматизм, если он не был полностью скомпенсирован, должен проявиться максимальным образом. Объект изготовлен методом фотолитографии ^{58}Ni на тонком (140 мкм) стекле. Предварительно было проверено, что эта стеклянная подложка практически не поглощает УХН. К сожалению, в этом опыте интенсивность УХН была снижена примерно вдвое, что ухудшило отношение эффекта к фону.

Тем не менее, удалось получить изображение, которое имеет вполне удовлетворительный контраст (рис. 7.6). В изображении миры программным образом "вырезаны" области повышенного шума детектора. В этом опыте детектор с квадрантным анодом был заменен на детектор с анодом в виде клиньев и полос. Такой прибор при равном разрешении имеет большую рабочую область и хорошую линейность по полю.

На рис. 7.7 показана зависимость счета нейтронов от координаты при поперечном сечении изображения миры [47]. Как и ранее, предварительная калибровка детектора была осуществлена по

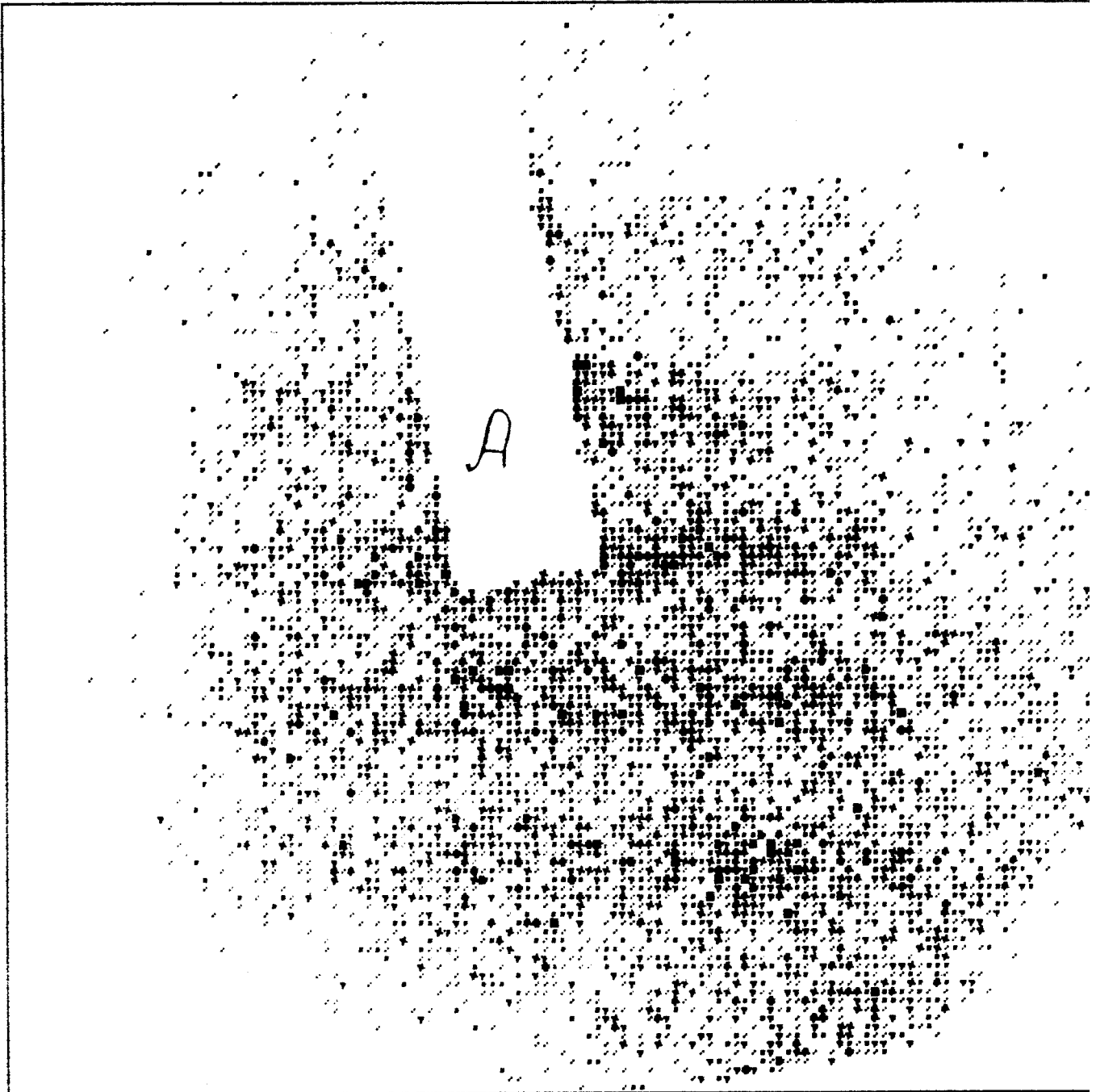


Рис. 7.6 Нейтронное изображение мира, состоящей из чередующихся прозрачных и непрозрачных полос равной ширины. Период мира 66.7 мкм. А - область повышенного шума детектора.

изображению тест-объекта (рис. 6.16) в параллельном пучке нейтронов (рис. 6.24-6.25).

Таким образом, было показано, что диффузное отражение, если оно и существует, не является существенным препятствием для получения изображений объектов с большой площадью светимости.

Ранее отмечалось, что в горизонтальных схемах увеличение нейтронного изображения должно быть равно обычному оптическому. Опираясь на рис. 7.7 и зная калибровку детектора, было получено подтверждение этого вывода. Найденное из обработки сечения экспериментальное увеличение равно 47.1 ± 0.2 . Таким образом, опыт с мирой экспериментально доказал равенство нейтронного и оптического увеличений в схемах с горизонтальным ходом нейтронных лучей. Одновременно становятся экспериментально замкнутыми сделанные из опытов с отверстием и щелями оценки разрешения прибора.

§ 7.3 Обсуждение результатов экспериментов.

В реальных экспериментах не удалось достичь разрешения лучше 17 мкм, хотя теоретическая оценка равна 6 мкм. Причиной этого могут являться несколько фактов. Остановимся на некоторых из них:

1. Неправильная сборка микроскопа, в частности неточная установка оборотной системы относительно объектива. Если положение плоскости детектора можно проконтролировать по световому каналу, то положение оборотной системы не поддается оптическому контролю и может быть установлено только в соответствии с расчетом. Однако, как показали расчеты, объяснить несоответствие экспериментального и теоретических разрешений только неправильной сборкой нельзя. Даже при достаточно грубой установке (положение оборотной системы смещено относительно оптимального на 5 мм) теоретическое разрешение все же лучше 7 мкм. Реальная же точность сборки была заметно выше.

2. Спектр нейтронов значительно мягче, чем предполагалось. Дело в том, что с уменьшением скорости нейтронов резко увеличиваются геометрические aberrации. Это предположение также отвегается расчетом. Если в расчете положить, что все нейтроны имеют скорость $v = 4$ м/с, равную граничной скорости конвертора (более медленные нейтроны вообще не могут быть зарегистрированы), то разрешение оказывается равным 10 мкм.

3. Причиной некоторого незначительного ухудшения качества изображения может быть некоторый достаточно экзотический эффект, имеющий место при отражении нейтронной волны с волновым фронтом произвольной формы. Дело в том, что сдвиг фаз между падающей и отраженной от поверхности волнами определяется только нормальной компонентой скорости нейтрона и не зависит от ее полного значения. Следовательно, поскольку угол падения различных лучей-нейтронов также различен, то вдоль плоскости отражающей поверхности имеет место дополнительный, зависящий от угла падения, сдвиг фаз. Таким образом, соотношение между углами падения и отражения различны для разных лучей. Это, в принципе, приводит к появлению специфических геометрических хроматических aberrаций отражения. Такие aberrации могут иметь место при отражении сферической нейтронной волны от поверхности вещества.

Для случая близкого к нормальному падению нейтронных лучей от точечного источника можно получить следующее соотношение между расположением источника и его мнимого изображения

$$\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_{\Pi}} = \frac{2}{k_0} \cdot \frac{v}{v_{\text{гр}}} \cdot \frac{1}{R_0^2} \cdot \left[1 - \left[\frac{v}{v_{\text{гр}}} \right]^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (7.1)$$

Здесь R_0 - расстояния между отражающей плоскостью и источником, R_{Π} - расстояния между отражающей плоскостью и мнимым изображением. k_0 , v - волновое число и скорость нейтронов источника, $v_{гр}$ - граничная скорость вещества. Как видно из формулы, в отличие от ранее рассмотренных aberrаций, данный вид искажений возрастает с увеличением скорости нейтронов и достигает максимума при $v = v_{гр}$. Оценки показывают, что спектральная область, где влияние aberrаций отражения значительно, ничтожно мала. Поэтому этот вид искажений существенного влияния на качество изображения не имеет.

4. Заметное влияние на работу микроскопа может оказать вибрация. В главе 5 показано, что вибрация малой амплитуды ($A = 1$ мкм) и высокой частоты ($1 < \nu < 1000$ Гц) ухудшает разрешение до $\delta \cong 18$ мкм. В процессе эксперимента были предприняты измерения амплитуды вибраций. Она составила величину порядка 1 мкм при частотах в десятки герц и падала в области высоких частот [101]. Вибрационная ситуация была оценена как совершенно благополучная, поскольку не был известен механизм усиления в области высоких частот. Однако, принимая во внимание этот фактор следует, вероятно, проявить большую осторожность при интерпретации результатов измерений уровня вибраций.

5. Частично диффузное отражение. Ранее отмечалось, что в экспериментах по получению изображений отверстия и щелей абсолютная скорость счета в максимуме изображений была в несколько раз меньше ожидаемого значения. Вероятной причиной этого является диффузное отражение. В том, что при отражении от зеркал есть значительная компонента зеркального отражения сомневаться не приходится, так как в экспериментах удалось получить несколько изображений с вполне удовлетворительным контрастом. Следовательно, в микроскопе нейтроны отражаются как зеркально, так и диффузно. По-видимому, при наличии некоторых дефектов поверхности реализуется некоторая промежуточная

между зеркальным и диффузионным отражениями ситуация. Назовем такое отражение частично диффузным. В отличие от чисто диффузного отражения, которое приводит к уменьшению контраста изображения, этот эффект может заметно ухудшить разрешение микроскопа.

Частично диффузное отражение известно в оптике вакуумного ультрафиолета [102]. Причем индикатрисса рассеяния отраженных лучей уширяется с увеличением угла скольжения. Заметим, что в нейтронном микроскопе углы падения на отражающие поверхности объектива близки к нормальному. Поэтому, если этот эффект есть, то в нейтронном микроскопе он должен проявляться максимальным образом.

По-видимому, наиболее вероятными причинами несоответствия теории и эксперимента являются вибрация и частично диффузное отражение, хотя каждый из рассмотренных выше эффектов дает определенный вклад. Более полный ответ может дать только детальное экспериментальное исследование.

§ 7.4 Основные результаты главы.

1. Впервые для регистрации изображений в нейтронном микроскопе применен низкофоновый позиционно-чувствительный детектор УХН с автоматизированным сбором информации [97], что явилось решающим фактором, позволившим провести полное испытание комплекса "Горизонтальный нейтронный микроскоп" [46,47].

2. Сделанные в процессе испытаний эксперименты по регистрации изображений нескольких микроскопических объектов позволяют сделать ряд важных выводов:

а) Предложенная и рассчитанная автором схема горизонтального нейтронного микроскопа [62] вполне работоспособна.

б) Подтверждены основные результаты расчетов: равенство светового и нейтронных увеличений, порядок величины разрешающей способности прибора, что свидетельствует об эффективности компенсации гравитационных искажений.

в) Комплекс позволяет получать изображения, как с малой (отверстие, щели), так и с большой (мира) площадью светимости.

3. Проведенный анализ результатов экспериментов позволяет заключить, что наиболее вероятными причинами некоторого несоответствия между расчетным и экспериментально наблюдаемым разрешениями являются несовершенство отражающих поверхностей оптических элементов и возможная высокочастотная вибрация прибора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

К настоящему времени в мире испытано несколько возможных прототипов нейтронного микроскопа [11-13, 42-44, 46-47].

Наиболее удачными, по-видимому, являются микроскоп А. Штайерла [42-43] и горизонтальный микроскоп [46-47]. В первом случае оценка разрешения прибора ($\delta \approx 10$ мкм) получена из анализа формы кривой сечения изображения объекта, размеры которого ($0.4 \cdot 2$ мм²) значительно превышают разрешение. Оценка разрешения горизонтального микроскопа ($\delta \approx 17$ мкм) сделана в результате обработки изображений узких щелей (13.5 мкм, 40 мкм).

Полученные оптимистические результаты позволяют надеяться, что в ближайшее время эти приборы позволят экспериментаторам приступить к нейтронным исследованиям реальных объектов.

Однако, некоторые проблемы до конца не решены.

1. В микроскопе А. Штайерла нет позиционно-чувствительного детектора, но авторы сообщают [43], что работы по его созданию успешно продвигаются. Наш детектор [97] обеспечил первые испытания горизонтального микроскопа [47], но для дальнейшего продвижения его собственное разрешение ($\delta \approx 300$ мкм) недостаточно. Как было показано выше, разрешение детектора определяется малым эффективным размером электронного пятна на коллекторе детектора. Эту трудность можно обойти двумя способами: 1) необходимо увеличивать размер лавины, 2) следует уменьшать период структуры анода.

В связи с этим кардинальным является переход на телевизионную регистрацию лавин на аноде электронно-оптического преобразователя. В этом случае информация о местоположении электронной лавины снимается с большого количества ($\sim 10^2$) элементов, площадь которых равна 30×30 мкм². При определении центра тяжести в такой системе размер лавины практически не играет роли. Неважны также и флуктуации размера. Некоторый опыт работы с телевизионным ПЧД у нас имеется. На

рис. 8.1 показана зависимость скорости счета от координаты при поперечном сечении полученного с помощью телевизионного ПЧД в α -лучах изображения 80 мкм проволоки. Схема установки дана на рис. 8.2.

2. Как отмечалось, сейчас теоретические ограничения разрешения связаны, в основном, с геометрическими aberrациями. Следовательно, необходимо искать оптимальные формы отражающих поверхностей зеркал. В горизонтальном микроскопе, по-видимому, в оборотной системе следует заменить плоские зеркала на зеркала, имеющие более сложную форму.

3. Эксперименты по получению нейтронных изображений с помощью горизонтального микроскопа показали, что в изображениях есть значительная фоновая подложка. По-видимому, она связана с тем, что часть нейтронов во время прохождения через микроскоп из-за недостаточного качества поверхностей отражается диффузным образом. Следовательно, качество поверхностей недостаточное и требуется более тщательная полировка.

4. И наконец, как показано в главе 5, на работу микроскопа может существенное влияние оказывать вибрация. Причем существенной может быть вибрация малой амплитуды, но высокой частоты. Следует снабжать приборы достаточно эффективной виброзащитой.

С завершением настоящей работы, по-видимому, можно утверждать, что период решения физических основ построения нейтронного микроскопа завершен. Дальнейшая работа над прибором будет определяться конкретными заинтересованностями в тех или иных исследованиях.

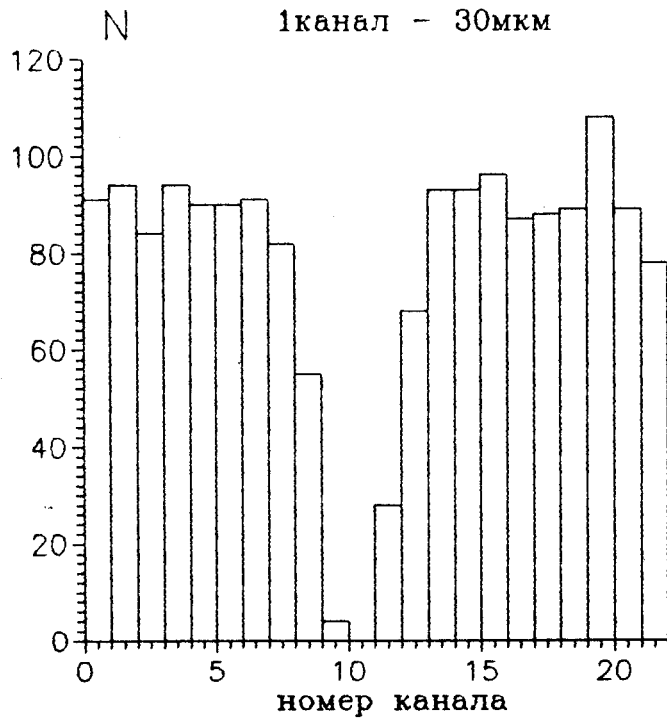


Рис. 8.1 Зависимость скорости счета от координаты при поперечном сечении полученного с помощью телевизионного детектора в α -лучах изображения 80 мкм проволоки.

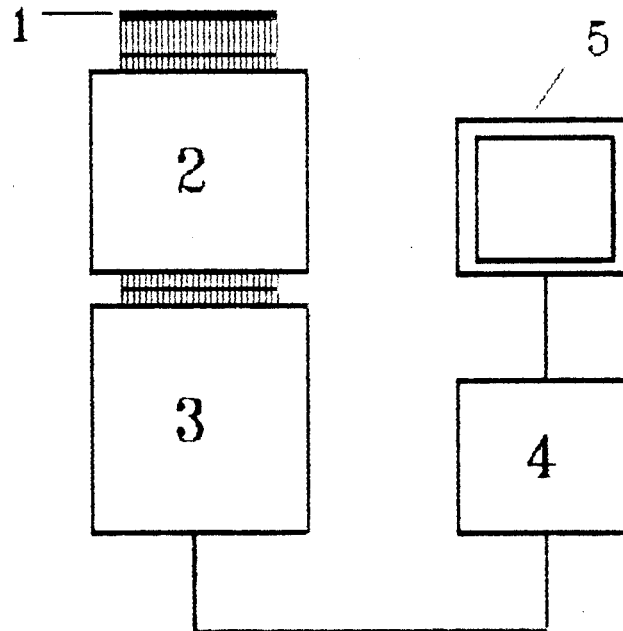


Рис. 8.2 Телевизионный позиционно-чувствительный сцинтилляционный детектор. 1-сцинтиллятор, 2-электронно-оптический преобразователь, 3 - TV-камера, 4-блок определения центра тяжести изображения электронной лавины, 5 - TV-монитор.

Основные результаты изложенной в диссертации работы следующие:

1. Разработан метод расчета нейтронно-оптических систем с произвольной ориентацией оптической оси, и сделан теоретический анализ гравитационных aberrаций [45-46, 61-62, 70-71, 74, 100].

2. Предложен и рассчитан зеркальный апланатический микроскоп для ультрахолодных нейтронов. При увеличении $M^x=25$, поле зрения $S=0.6 \times 0.6 \text{ мм}^2$ для скорости нейтронов $v=5.5+6.5 \text{ м/с}$ теоретическое разрешение $\delta=2.2+3.6 \text{ мкм}$. Числовая апертура $A=0.5$. Рассчитанная схема признана изобретением [70-71].

3. Предложен и рассчитан зеркальный нейтронный микроскоп с магнитной компенсацией гравитационных искажений. При увеличении $M^x=50$, поле зрения $S=0.3 \times 0.3 \text{ мм}^2$ для скорости нейтронов $v=4.5+6.0 \text{ м/с}$ теоретическое разрешение $\delta=0.1+0.3 \text{ мкм}$. Числовая апертура $A=0.5$ [61].

4. Предложен и рассчитан нейтронный микроскоп с горизонтальным ходом лучей и обратной системой. При увеличении $M^x=47.2$, поле зрения $S=0.25 \times 0.25 \text{ мм}^2$ для скорости нейтронов $v=4.5+6.8 \text{ м/с}$ теоретическое разрешение δ лучше 6 мкм . Числовая апертура $A=0.5$. Рассчитанная схема признана изобретением [62].

5. Создано два низкофоновых позиционно-чувствительных детектора нейтронов с автоматизированным сбором информации. Разрешение приборов лучше 300 мкм , рабочие поверхности равны $S_1=30 \text{ мм}^2$ и $S_2=450 \text{ мм}^2$, соответственно, для первого и второго детектора [97].

6. Проведены эксперименты по регистрации позиционно-чувствительным детектором УХН [97] двумерных изображений в горизонтальном нейтронном микроскопе. Результаты экспериментов подтверждают правильность сделанных автором расчетов [46-47].

Результаты работы докладывались на ежегодных конференциях ООЯФ ИАЭ им. И.В. Курчатова (1985,1987,1990,1991), 1 Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1987), Рабочем совещании по исследованиям в области ядерной физики на реакторе ПИК (Гатчина, 1988), Международной конференции Эрнст Аббе (Берлин, 1989), Международном совещании по фундаментальной физике с медленными нейтронами (Франция, Гренобль, 1989) и изложены в публикациях [13,45-47,61,62,70,71,74,97,100].

Автор глубоко признателен А.И. Франку за научное руководство, а также С.С. Арзуманову, С.В. Масаловичу, С.А. Сабельникову в соавторстве с которыми были выполнены все экспериментальные работы и всему коллективу лаборатории нейтронных исследований, где была выполнена эта работа.

Автор благодарен М.М. Русинову, И.А. Карасевой, Ю.В. Кудряшову за полезное сотрудничество при проектировании горизонтального нейтронного микроскопа.

Автор благодарен Т.А. Архиповой, М.И. Смирновой, М.З. Кушковой, М.Т. Пахомову за поддержку при создании позиционно-чувствительного детектора.

Автор благодарен А.П. Сереброву за предоставленную возможность работать на пучке УХН реактора ЛИЯФ, а также Б.Г. Ерозолимскому, И.А. Кузнецову, И.В. Степаненко, А.Г. Харитонову, благодаря гостеприимству которых стало возможным проведение нейтронных измерений.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Fermi E., Zinn W.H. Reflection of neutrons on mirrors - Phys. Rev. 1946, v. 70, p. 103-107.
2. Fermi E., Zinn W.H. Collimation of neutron beam from thermal column of CP-3 and the index of refractions for thermal neutrons (report). Перевод: Ферми Э. Научные труды, М.:Наука, 1972, т. 11, с. 226-228.
3. Fermi E., Zinn W.H. Reflection of neutrons on mirrors - Phys. Soc. Cambridge conference report.: Chicago, 1947, v. 92. Перевод: Ферми Э. Научные труды. М.: Наука. 1972. т. 11. с. 229-230.
4. Ахиезер А., Померанчук И. О рефракции нейтронов - ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 5, с. 475-478.
5. Дэ Д. Нейтронные исследования на атомных котлах - Пер. с англ., М.:Изд-во иностр. лит., 1954, 480 с.
6. Зельдович Я.Б. Хранение ультрахолодных нейтронов - ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1952-1953.
7. Лушиков В.И., Покотилковский Ю.Н., Стрелков А.В., Шапиро Ф.Л. Наблюдение ультрахолодных нейтронов - Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, вып. 1, с. 40-45.
8. Шапиро Ф.Л. Нейтронные исследования, М.:Наука, 1976., с. 229-247.
9. Франк И.М. Некоторые новые аспекты нейтронной оптики - Природа, 1972, № 9, с. 24-30.
10. Steyerl A., Shutz G. Zone mirror for image formation with neutrons - Appl. Phys. 1978, v. 17, p. 45-47.
11. Stutz G., Steyerl A., Mampe W. Image formation with ultracold neutrons waves - Phys. Rev. Lett. 1980, v. 44, N21, p. 1400-1403.
12. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Многозеркальная оптическая система для получения нейтронного изображения - возможный прототип нейтронного микроскопа - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, вып. 10, с. 486-488.
13. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Регистрация изображения в нейтронном микроскопе - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, вып. 5, с. 213-216.
14. Лушиков В.И. Ультрахолодные нейтроны - Нейтрон. К пятидесятилетию открытия. М.:Наука, 1983, с. 132-151.

15. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.:Наука, 1986, 271 с.
16. Luschiev V.I. Ultracold neutrons - Phys. Today, 1977, v. 30, N6, p. 42-51.
17. Golub R., Pendlbury J.M. Ultra cold neutrons - Rep. Prog. Phys., 1979, v. 42, p. 431-501.
18. Гуревич И.И., Тарасов Л.В. Физика нейтронов низких энергий. М.:Наука, 1965, 607с.
19. Нозик Ю.З., Озеров Р.П., Хенниг К. Структурная нейтронография. М.:Атомиздат, 1979, 343 с.
20. Изюмов Д.А., Найш В.Е., Озеров Р.П. Нейтронография магнетиков. М.:Атомиздат, 1981, 311 с.
21. Lax M. Multiple scattering of waves - Rev. Mod. Phys., 1951, v. 23, p. 287-310.
22. Lax M. Multiple scattering of waves 11. The effective field in dense system - Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 621-629.
23. Sears V.F. Fundamental aspects of neutron optics - Phys. Rep., 1982, v. 82, N1, p. 1-29.
24. Warner M., Gubernatis J.E. Neutron refractive index: a Fermi - Huygens theory - Phys. Rev. B., 1985, v. 32, N10, p. 6347-6357.
25. Терехов Г.И. Магнитные линзы для ультрахолодных нейтронов - Письма в ЖТФ, т. 3, вып. 23, с. 1275-1280.
26. Fermi E. Lectures on neutron physics. Перевод: Лекции по нейтронной физике, Ферми Э. Научные труды. М.:Наука, 1972, т. 11, с. 236-338.
27. Maier-Leibnitz H., Springer T. Ein interferometer fur langsame neutronen - Z. Phys., 1962, v. 167, p. 386-402.
28. Gahler R., Kalus J., Mampe W. An optical instruments for the search of a neutron charge - J. of Phys. E., 1980, v. 13, N4, p. 546-548.
29. Gahler R., Kalus J., Mampe W. Experimental limit for the charge of free neutron - Phys. Rev. D., 1982, v. 25, p. 2887-2894.
30. Франк И.М. Нейтронная оптика и ультрахолодные нейтроны - 11 Международная школа по нейтронной физике (Алушта, 1984): сборник лекций. Дубна:ОИЯИ, 1974, с. 19-41.
31. Масалович С.В., Франк А.И. О справедливости закона Снеллиуса для медленных нейтронов - Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1983), М.:ЦНИИатоминформ, 1984, т. 1, с. 36-39.

32. Серегин А.А. Поверхностное смещение нейтрона при отражении - ЯФ, 1981, т. 33, вып. 5, с. 1173-1175.
33. Арзуманов С.С. Экспериментальное обоснование возможности создания зеркального нейтронного микроскопа: Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.16, М.:ИАЭ им.И.В.Курчатова, 1987, 106с.
34. Кашукеев Н.Т., Чиков Н.Ф. Получение нейтронно-оптического изображения при помощи ультрахолодных нейтронов - Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, вып. 3, с. 306-308.
35. Bauman J., Gahler R., Kalus J., Mampe W. A neutron optical imaginal system for search for neutron charge - J. Phys. E., 1987, v. 20. p. 448-451.
36. Bauman J., Gahler R., Kalus J., Mampe W. Experimental limit for the charge of free neutron - Phys. Rev. D. 1988, v. 37, N11, p. 3107-3112.
37. Франк А.И. Нейтронная микроскопия: первые результаты и перспективы - V школа по нейтронной физике (Алушта, 1986): сборник лекций, Дубна:ОИЯИ, 1987, с. 192-210.
38. Франк А.И. Оптика ультрахолодных нейтронов и проблема нейтронного микроскопа - УФН, 1987, т. 151, вып.2, с. 229-272.
39. Франк А.И. Нейтронная микроскопия на УХН: Доклад на 1 Межд. конф. по нейтронной физике (Киев, 1987) - Атомная энергия т.66, вып.2, с. 93-99; Некоторые проблемы современной ядерной физики. М.:Наука, 1989, с. 213-222.
40. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Многозеркальный оптический прибор для пространственной фокусировки ультрахолодных нейтронов - Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1983), М.:ЦНИИатоминформ, 1984, т. 4, с. 140-144.
41. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Получение ахроматического нейтронного изображения с помощью многозеркального оптического прибора.: ВАНТ, 1984, Серия: Общая и ядерная физика, вып. 4(29), с. 61-62.
42. Hertmann P., Steinhauser K.-A., Gahler R., Steierl A. A neutron microscope - Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N18, p. 1969-1972.
43. Steyerl A., Drexel W., Ebisawa T., Gustmiedl E., Steinhauser K.-A., Gahler R., Mampe W., Ageron P. Neutron microscopy - Rev. Phys. Appl., 1988, v. 23, p. 171-180.
44. Steyerl A., Malik S.S. New development in cold and ultracold neutron research - Physica B., 1986, v. 137, p. 270-281.

45. Карасева И.А., Масалович С.В., Русинов М.М., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Нейтронный микроскоп на ультрахолодных нейтронах с горизонтальным ходом лучей - Нейтронная физика: Материалы 1 Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1987), М.:ЦНИИАтоминформ, 1988, т. 1, с. 216-220.
46. Арзуманов С.С., Карасева И.А., Кудряшов Ю.В., Масалович С.В., Русинов М.М., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Горизонтальный нейтронный микроскоп: Препринт ИАЭ-4968/14, М.:ИАЭ, 1989. 16с.
47. Арзуманов С.С., Масалович С.С., Сабельников А.А., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Эксперименты с нейтронным микроскопом - Письма в ЖЭТФ, 1990, т. 52, вып.7, с. 981-984.
48. Франк А.И. Получение нейтронно-оптического изображения с помощью очень медленных нейтронов - Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1980), М.:ЦНИИАтоминформ, 1980, т. 1, с. 150.
49. Frank A.I. Optics of very slow neutrons and neutron microscopy - Nucl. Instr. Meth. A., 1989, v. 284, N1, p. 161-170.
50. Klein A.G., Opat G.I. Application of the Fresnel diffraction of neutrons /Neutron interferometry. Ed. by Bonse U., Rauch H./ Oxford: Klarendjn Press, 1979, p. 97-107.
51. Kearney P.D., Klein A.G., Opat G.I., Gahler R. Imaging and focusing of neutrons by a zone plate - Nature, 1980, v. 287, N5780, p. 313-314.
52. Klein A.G., Kearney P.D., Opat G.I., Gahler R. Focussing of slow neutrons with cylindrical zone plate - Phys. Lett. A., 1981, v. 83, N2, p.71-73.
53. Klein A.G., Kearney P.D., Opat G.I., Cimmino A., Gahler R. Neutron interference by division of wavefront - Phys. Rev. Lett., 1981, v. 46, p. 959-962.
54. Инденбом В.Л. Дифракционная фокусировка нейтронов - Письма в ЖЭТФ, т. 29, вып. 1, с. 7-9.
55. Франк И.М., Франк А.И. О применимости принципа Ферма в оптике ультрахолодных нейтронов - Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, вып. 8, с. 559-560.
56. Масалович С.В. О применении рефракционных элементов в оптических схемах для ультрахолодных нейтронов.: Препринт ИАЭ-4780/14, М.:ЦНИИАтоминформ, 1989, 8с.
57. Франк А.И. Проблемы получения нейтронного изображения: Препринт ИАЭ-3409/14, 1981, 12с.

58. Стрепетов А.Н., Франк А.И. Возможные схемы нейтронного микроскопа. - Отчет ИАЭ, инв. №50.05/23 от 29.05.84.
59. Арзуманов С.С., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Позиционно-чувствительный детектор УХН - ВАНТ, серия: общая и ядерная физика, 1986, вып. 3(36), с. 70-71.
60. Скачкова О.С., Франк А.И. Гравитационные искажения в нейтронно-оптических системах и их уменьшение с помощью неоднородного магнитного поля - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, вып. 1, с. 214-218.
61. Стрепетов А.Н., Франк А.И. Зеркальный нейтронный микроскоп с магнитной компенсацией гравитационных искажений - ЖТФ, 1986, т. 56, № 9, с. 1775-1785.
62. А.с. №1334182 СССР, Мкл⁴ G21к 1/06. [Нейтронный микроскоп] - Буцевичский А.В., Карасева И.А., Русинов М.М., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Оpubл. Б.И., 1987, №32, с. 204.
63. Масалович С.В. К вопросу об оптике УХН в гравитационном поле - ВАНТ, серия: общая и ядерная физика, 1986, вып. 3(36) с. 69.
64. Burch C.R. Reflecting microscope - Proc. Phys. Soc., 1947, v. 59, p. 41-47.
65. Burch C.R. Semi-aplanat reflecting microscopes - Proc. Phys. Soc., 1947, v. 59, p.47-49.
66. Арзуманов С.С., Буслаев В.С., Ерозолимский Б.Г., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Федунин В.П., Франк А.И., Яшин А.Ф., Яценко Б.А. Двойной изогнутый канал для работ с очень медленными нейтронами - Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев,1983), М.:ЦНИИатоминформ, 1984, т. 4, с. 135-139.
67. Арзуманов С.С., Буслаев В.С., Ерозолимский Б.Г., Масалович С.В., Стрепетов А.Н., Федунин В.П., Франк А.И., Яценко Б.А. Двойной изогнутый канал для работ с очень медленными нейтронами - Препринт ИАЭ-4216, М.:ИАЭ, 1985, 9с.
68. Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X., Steinhauser K.-A., Gahler R., Glaser W., Ageron J.-M., Drexel W., Gervais R., Mampe W. A new source of cold and ultracold neutrons - Phys. Lett. A., 1986, p. 347-352.

69. Алтарев И.С., Боровикова Н.В., Булкин А.П., Весна В.А., Гарусов Е.А., Григорьева Л.А., Егоров А.И., Ерозолимский Б.Г., Ерыкалов А.Н., Захаров А.А., Иванов С.Н., Кезерашвили В.Я., Кирсанов С.Г., Коломенский Э.А., Коноплев К.А., Кузнецов И.А., Лобашев В.М., Митяхляев В.А., Окунев Б.Г., Петров Ю.В., Пикулик Р.Г., Пирожков А.Н., Порсев Г.Д., Серебров А.П., Соболев Ю.В., Тальдаев Р.Р., Шустов В.А., Щebetов А.Ф. Универсальный жидководородный источник холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ЛИЯФ - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, вып. 4, с. 269-272.
70. А.с. №1297122 СССР, Мкл⁴ G21k 1/06. [Устройство для получения нейтронного изображения] Стрепетов А.Н., Франк А.И. Оpubл. Б.И., 1987, №10, с. 242.
71. Стрепетов А.Н., Франк А.И. Зеркальный микроскоп с апланатическим объективом для ультрахолодных нейтронов - Письма в ЖТФ, 1986, вып. 2, с. 71-75.
72. Франк А.И. Аналогия Гамильтона и оптика ультрахолодных нейтронов - Препринт ИАЭ-3203, 1979, 11с.
73. Джеррард А., Берч Дж. Введение в матричную оптику - Пер. с англ. М.:Наука, 1978, 341с.
74. Масалович С.В., Стрепетов А.Н. Расчет оптических систем, основанных на использовании ультрахолодных нейтронов, с невертикальной осью в гравитационном поле - Препринт ИАЭ-4536/14, М.:ЦНИИатоминформ, 1987, 12с.
75. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.:Наука, 1976, 664с.
76. Русинов М.М. Несферические поверхности в оптике. М.:Наука, 1973, 295с.
77. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. М.:Наука, 1970, 855с.
78. Заневский Ю.В. Многопроволочные детекторы элементарных частиц. М.:Атомиздат, 1978, 168с.
79. Деме Ш., Пепельшев Ю.Н. Детекторы медленных нейтронов, чувствительные к месту прохождения частицы - ПТЭ, 1973, N 2, с 7-15.
80. Charpak G., Bouklier R., Bressani T., Favier J., Zupancic C. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles - Nucl. Instr. Meth., 1968, v. 62, p. 262-268.

81. Charpak G., Melchart G., Petersen G., Sauli F., High-accuracy localization of minimum ionizing particles using the cathode-induced charge centre-of-gravity read-out - Nucl. Instr. Meth., 1979, v. 167, p. 455-464.
82. Абдушукуров Д.А., Заневский Ю.В., Мовчан С.А., Нетушил Т., Пешехонов В.Д., Смыков Л.П. Многопроволочная пропорциональная камера низкого давления с высоким коэффициентом газового усиления - ИТЭ, 1983, №6, с. 37-39.
83. Oed A., Position-sensitive detector with microstrip anode for electron - Nucl. Instr. Meth. A, 1988, v. 263, p. 351-359.
84. Oed A., Convert P., Berneron M., Junk H., Budtz-Jorgensen C., Madsen M.M., Jonasson P., Schnopper H.W. - Nucl. Instr. Meth. A, 1989, v. 284, p. 223-226.
85. Anger H.O. Scintillation camera. - Rev. Sci. Ins., 1958, v. 29, N1, с. 27-32.
86. Strauss M.G., Brenner R., Lynch F.J., Morgan C.B. 2-d position-sensitive scintillation detector for neutrons - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, NS-28, No. 1, с. 800-806.
87. Kurz R., Naday I., Schelten J. One- and two- dimensional position sensitive scintillation detectors for thermal neutrons - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1988, NS-32, No. 1, с. 453-456.
88. Bussiere A., Feltin D., Hamelin B., Jacobe J., Kuroda K., Liaud D., Micolowich A., Nemor C., Sillou D. A photoelectronic image device for slow neutrons - Nucl. Instr. Meth. A., 1987, v. 254, p. 215-218.
89. Kurz R., Reinartz R., Widdau S., Schelten J., Scholz A., Schafer W. Two-dimensional neutron detector based on a position-sensitive photomultiplier - Nucl. Instr. Meth. A., 1988, v. 273, p. 273-282.
90. Schrack R.A. A microchannel plate neutron detector - Nucl. Instr. Meth. A., 1984, v. 222, p. 499-506.
91. Bates J.C. Neutron radiography with ultracold neutrons - Phys. Lett. A., 1981, v. 83, N1, p. 29-31.
92. Novopoltsev M.I., Pokotilovskii Yu.N. Optimisation of ultracold neutron scintillation detectors - Nucl. Instr. Meth., 1980, v. 171, p. 497-502.
93. Грунтман М.А. Координатно-чувствительные детекторы на основе МКП - ИТЭ, 1984, №1, с. 13-29.

94. Lampton M., Malina R. Quadrant anode image sensor - Rev. Sci. Instr., 1976, v. 47, N11, p. 1360-1362.
95. van Reasandt R.W., den Harink H.C., Los J. A position dependent particle counter using microchannel plates - Journ. Phys. E., 1976, v. 9, N6, p. 503-509.
96. Purschke M., Nuxoll W., Gaul G., Santo. Rainer an improved quadrant anode image sensor with microchannel plates - Nucl. Instr. Meth. A., 1987, v. 261, p. 537-539.
97. Архипова Т.А., Мечетин А.М., Пахомов М.Т., Сабельников А.А., Смирнова М.И., Стрепетов А.Н., Франк А.И. Координатно-чувствительный детектор УХН для нейтронного микроскопа - Препринт ИАЭ-5009/14, М.:ИАЭ, 1990, 20с.
98. Martin C., Jelinsky P., Lampton M., Malina R.F., Anger H.O. Wedge-and-strip anodes for centroid-finding position sensitive photon and particle detectors - Rev. Sci. Instr., 1981, v. 52, N7, p. 1067-1073.
99. Масалович С.В. Сцинтилляционный низкофоновый детектор ультрахолодных нейтронов-Препринт ИАЭ-4968/14, М.:ИАЭ, 1989, 8с.
100. Rubinov M.M., Karaseva I.A., Frank A.I., Strepetov A.N., Masalovich S.V. The schema of the neutron microscope with horizontal orientation of optical axes. - Abstracts. Ernst Abbe conference, Jena, 21.08.-26.08 1989, p. 45.
101. Масалович С.В. Горизонтальный нейтронный микроскоп.: Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.16, М.:ИАЭ им.И.В.Курчатова, 1989, 127с.
102. Hogreifer H., Haelbich R.-P., Kunz C. Specular and diffuse reflection of soft X-rays from mirrors. - Nucl. Instr. Meth., 1986, v. A246, p. 198-202.