

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Каналирование нейтральных частиц в микро- и нанокapиллярах

С.Б. Дабагов

После краткого обзора основных направлений рентгеновской оптики и анализа развития капиллярной оптики излагается общая теория прохождения излучения через капиллярные структуры как в приближении геометрической оптики, так и волновой оптики. На основе анализа структуры поля излучения в канале капиллярного волновода показано, что распространение волн в каналах может носить чисто модовый характер и основная часть переносимой энергии в капиллярах сосредоточена в непосредственной близости от их стенок. Обсуждается качественное изменение процесса рассеяния излучения при уменьшении диаметра каналов, а именно, переход от поверхностного каналирования в микроканалах к объемному каналированию в нанокapиллярах.

PACS numbers: 07.85.Fv, 41.50.+h, 42.25.-p

Содержание

1. Введение (1083).
2. Рентгеновская оптика (1084).
3. Оптика многократного отражения в капиллярах (1085).
3.1. Капилляр как элемент рентгеновской оптики. 3.2. Эффективность капиллярных систем.
4. Волновая теория каналирования (1088).
4.1. Распространение волн в капиллярах. 4.2. Идеальный одиночный волновод — монокапилляр. 4.3. Влияние шероховатости. 4.4. Система капилляров — поликапилляры.
5. Некоторые аналогии в капиллярных системах (1093).
5.1. Лучевой анализ волнового приближения. 5.2. Квантовое описание скользящего отражения.
6. Переход от μ -к п-каналированию (1096).
6.1. Поверхностное каналирование в μ -капиллярах. 6.2. Объемное каналирование в п-капиллярах.
7. Особенности перераспределения излучения капиллярными системами (1099).
8. Применение капиллярной оптики (1103).
9. Заключение (1104).
- Список литературы (1105).

1. Введение

Вот уже более 100 лет ученые всего мира работают с рентгеновскими лучами, о существовании которых впервые было сообщено немецким физиком В. Рентгеном [1,

2]. В настоящее время взаимодействие рентгеновского излучения с веществом лежит в основе многих методов не только физики, но также биологии, медицины, материаловедения, микроскопии, интроскопии и т.д. Основными источниками рентгеновского излучения наряду с традиционными рентгеновскими трубками являются синхротроны, накопительные кольца, оснащенные ондуляторами и вигглерами, микропинчевые и лазерно-плазменные источники [3–6].

Весьма важными открытиями, предшествовавшими широкому применению рентгеновского излучения, были обнаружение в 1912 г. дифракции рентгеновских лучей в кристаллах группой Лауэ [7] и пионерская работа 1923 г. Комптона [8] по отражению рентгеновских лучей от гладкой поверхности. Благодаря первой работе стало возможным управление рентгеновским излучением, получение когерентных монохроматических и коллимированных пучков; во второй было показано, что рентгеновские лучи представляют собой короткие электромагнитные волны. Такое представление позволило в дальнейшем применить обычную световую оптику к рентгеновскому диапазону. Первые результаты исследований, посвященные анализу оптики скользящего падения рентгеновских лучей, были опубликованы в 1929 г. [9].

Поскольку межплоскостное расстояние в обычных кристаллах не превышает 4–5 Å, из условия Брэгга — Вульфа $2d \sin \theta = n\lambda$ (d — межплоскостное расстояние в кристалле, θ — угол скольжения, λ — длина волны излучения, n — порядок дифракции) при $n = 1$ следует, что имеется ограничение в использовании кристаллов в качестве рентгенооптических элементов при $\lambda < 10$ Å. В более длинноволновой области долгое время применялась оптика скользящего падения как наиболее эффективный метод управления пучками рентгеновских квантов. Следует отметить, что, по существу, все использовавшиеся рентгенооптические системы базировались на

С.Б. Дабагов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
INFN — Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy
Тел. (39) 06 9403 2877. E-mail: dabagov@lnf.infn.it

Статья поступила 14 мая 2003 г.

двух схемах скользящего падения, предложенных в 1948 г. Киркпатриком и Баезом [10] и в 1952 г. Вольтером [11]. В этих схемах требуется весьма точное совпадение оптических осей линз и тщательная обработка поверхностей.

За последнюю четверть века ситуация резко изменилась благодаря совершенствованию методов обработки сверхгладких поверхностей, что позволило существенно расширить возможности традиционной оптики скользящего падения. Кроме того, благодаря развитию технологии нанесения тонких пленок и микролитографических методов были созданы два новых класса рентгенооптических элементов — многослойные интерференционные зеркала и зонные дифракционные пластинки [12–16]. Следует особо отметить появление совершенно новых рентгенооптических систем, состоящих из капилляров [17, 18]. Капиллярная рентгеновская оптика — оптика многократного отражения, выгодно отличающаяся от существовавших рентгенооптических систем по своим параметрам, таким как угол захвата (апертура), эффективность поворота на большие углы, увеличение концентрации рентгеновского излучения в фокальном пятне и т.п.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования по всем направлениям рентгеновской оптики. Элементы рентгеновской оптики используются для получения новых мощных источников рентгеновских квантов, для совершенствования приборов по передаче рентгеновского изображения, по элементному анализу, по дифракции и т.п. Увеличивается число научных изданий (периодических и непериодических), а вместе с тем и публикаций по вопросам управления пучками рентгеновских квантов и нейтральных частиц. С каждым годом растет число совещаний и конференций, посвященных рентгеновской оптике и ее приложениям. Таким образом, настоящий период бурного развития оптики рентгеновского диапазона может быть охарактеризован как период "возрождения рентгеновской оптики" [19].

2. Рентгеновская оптика

Рассмотрим основные принципы рентгеновской оптики.

Оптические свойства вещества в рентгеновском диапазоне спектра, определяющие сложность работы с рентгеновским излучением, выражаются моделью диэлектрической проницаемости вещества

$$\varepsilon = 1 - \delta + i\beta, \quad (1)$$

где $\delta, \beta \ll 1$. На основе данных об оптических константах (см. [20]) легко заключить, что показатель преломления любого материала $n \equiv \sqrt{\varepsilon}$ практически равен 1. Поэтому в рассматриваемом диапазоне длин волн применение традиционной преломляющей оптики затруднительно. Оказывается, что невозможно использование и отражающих зеркал нормального падения, за исключением случаев многокомпонентной оптики. Действительно, коэффициент отражения электромагнитной волны от плоской поверхности $R(\theta)$ (θ — угол скольжения между падающим пучком и поверхностью) определяется формулами Френеля для s- и p-поляризации [21]

$$R_{\{s\}}(\theta) = \left| \frac{\left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ \varepsilon \end{smallmatrix} \right\} \sin \theta - (\varepsilon - \cos^2 \theta)^{1/2}}{\left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ \varepsilon \end{smallmatrix} \right\} \sin \theta + (\varepsilon - \cos^2 \theta)^{1/2}} \right|^2, \quad (2)$$

а значит, для случая нормального падения рентгеновской волны $\theta \simeq \pi/2$ (малая оптическая плотность вещества) независимо от поляризации излучения мы получаем простое приближение

$$R\left(\frac{\pi}{2}\right) \simeq \frac{\delta^2 + \beta^2}{16}. \quad (3)$$

Согласно этому выражению при малых значениях δ и β , что характерно практически для всех веществ, коэффициент отражения пренебрежимо мал.

Оптические элементы рентгеновского диапазона можно разбить на четыре группы по принципу действия [22, 23]:

- 1) оптические элементы скользящего падения, основанные на явлении полного внешнего отражения (ПВО);
- 2) многослойные интерференционные зеркала нормального падения;
- 3) пропускающие дифракционные элементы (зонные пластинки и решетки);
- 4) преломляющие рентгеновские линзы нормального падения.

Рентгенооптические системы скользящего падения основаны на явлении ПВО, обусловленном тем, что диэлектрическая проницаемость практически всех материалов меньше единицы в рентгеновском диапазоне, поскольку $\delta > 0$, т.е. вакуум в этой области спектра оптически более плотная среда по сравнению с веществом. Поэтому коэффициент отражения с учетом поглощения близок к единице при условии, что угол скольжения θ не превышает критического угла ПВО $\theta_c \simeq \sqrt{\delta}$ — угла Френеля (см. [24]).

Поскольку в оптике скользящего падения речь идет о предельно малых углах ($\theta \ll 1$), то становятся очевидными высокие требования, предъявляемые к обработке отражающих поверхностей. Вопрос о влиянии шероховатости поверхности на параметры отраженного пучка имеет для рентгеновской оптики принципиальное значение [25]. Для типичных углов скольжения $\theta \simeq \theta_c/2$ высота шероховатостей не должна превышать, как правило, 10–20 Å.

Следует также отметить, что при скользящем падении очень велики аберрации в оптических системах. Поэтому для получения удовлетворительного разрешения устройств, передающих рентгеновское изображение, необходимо, чтобы формы отражающих поверхностей были близки к идеальным. Кроме того, малые углы скольжения резко ограничивают светосилу приборов скользящего падения.

Несмотря на существующие технологические проблемы, оптика скользящего падения остается одним из самых перспективных направлений, так как только эти рентгенооптические элементы позволяют формировать пучки рентгеновского излучения в достаточно широкой области спектра.

В последнее время получило значительное развитие новое направление в оптике скользящего падения — оптика многократного отражения. Новые рентгенооптические системы позволяют поворачивать рентгеновские пучки на большие углы, эффективнее концентрировать и коллимировать пучки по сравнению с традиционными элементами на одно-, двукратных отражениях [17].

Одно из широко исследуемых направлений в рентгеновской оптике — многослойная рентгеновская

оптика, основанная на интерференционном отражении рентгеновского излучения от многослойных покрытий [26]. Многослойные интерференционные структуры состоят из чередующихся веществ с разными диэлектрическими проницаемостями, причем эффективный период структуры равен $\lambda/2$. Подбирая некоторое оптимальное разбиение периода между слоями, обычно обеспечивают максимальный коэффициент отражения рентгеновских лучей от многослойной интерференционной структуры. Очевидно, что независимо от оптимизации толщин слоев коэффициент отражения R рентгеновской волны от одной из границ раздела очень маленькая величина. Для достижения значительных коэффициентов отражения от структуры требуется большое число слоев $N \propto R^{-1/2}$ (поскольку отраженные от границ раздела волны складываются в фазе). Кроме того, для эффективной интерференции отраженных волн необходимо выполнение условия Брэгга. Все это свидетельствует о необходимости получения сплошных сверхтонких пленок толщиной в несколько атомных слоев. Разумеется, малость толщин отдельных слоев усложняет изготовление многослойных интерференционных структур.

Заметим, что важнейшей особенностью многослойной интерференционной рентгеновской оптики является нормальное падение излучения на отражающие поверхности. Это существенно упрощает выбор формы отражающих поверхностей, а также резко уменьшает абберации благодаря переходу к параксиальной оптике.

Нельзя не отметить еще один класс рентгенооптических элементов — зонные пластинки и дифракционные решетки. Принцип их действия ничем не отличается от принципа работы оптических элементов видимого диапазона [4, 27]. Разрешение в дифракционных структурах прямо зависит от ширины отдельных элементов структуры, поэтому, с одной стороны, необходимо максимально уменьшать ширины этих элементов, а с другой стороны, толщины элементов должны быть достаточно большими, чтобы не пропускать излучение на непрозрачных участках. Создание структур с отношением толщины элемента к ее ширине порядка 10 и более представляет собой сложную технологическую задачу. Кроме того, зонные пластинки чрезвычайно маломощные (доля излучения, концентрируемая в центральном максимуме, даже теоретически не превышает 10 %). Несмотря на все эти трудности, надо заметить, что, к примеру, именно рентгеновские микроскопы с зонными пластинками в качестве фокусирующих элементов имеют на сегодняшний день наивысшее пространственное разрешение.

В последние годы активные исследования ведутся по разработке и применению преломляющих рентгеновских линз нормального падения [28–31]. Эта оптика представляет собой систему из последовательно расположенных вдоль направления распространения излучения цилиндрических или сферических отверстий определенного диаметра, каждое из которых работает как преломляющая линза. Использование набора таких линз позволяет значительно уменьшить фокусное расстояние и также увеличить апертуру прибора. Несмотря на то, что оптические свойства материалов в рентгеновском диапазоне свидетельствуют о сильном поглощении излучения, преломляющая оптика, развитая в работах [28–31], очень эффективна для получения микрофокусного источника рентгеновского излучения.

3. Оптика многократного отражения в капиллярах

Для целого ряда задач (поворот полихромного пучка излучения на большие углы, повышение плотности потока излучения на мишени и т.д.) необходимо управлять пучками излучения в широком диапазоне частот. Очевидно, что эта проблема может быть решена достаточно эффективно с помощью оптики скользящего падения. Традиционные оптические системы [32–34] при этом оказываются маломощными. Так как при однократном отражении рентгеновский пучок можно повернуть лишь на угол $2\theta_c$, то сконцентрировать на мишени можно только те лучи, которые выходят из источника под малыми углами ($\leq \theta_c$) к оптической оси системы: фокусирующая система скользящего падения с одним-двумя отражениями собирает на мишени очень малую ($\propto \theta_c^2$) долю излучения источника.

Новые возможности по управлению пучками широкополосного излучения открывают элементы многоотражательной рентгеновской оптики скользящего падения [35]. Возможность управления рентгеновскими лучами посредством многократного отражения в полых трубках была известна давно [36–42]. Лишь позднее было предложено использовать системы капилляров, упакованных определенным образом, для формирования рентгеновских пучков с нужными параметрами [43, 44].

3.1. Капилляр как элемент рентгеновской оптики

Рассмотрим поворот рентгеновского луча изогнутой поверхностью с диэлектрической проницаемостью ε . Пусть луч падает на поверхность под малым углом $\theta \leq \theta_c$, где

$$\theta_c = \frac{\omega_0}{\omega} \quad (4)$$

— критический угол ПВО, ω_0 — плазменная частота материала поверхности (типичное значение энергии плазмона 30 эВ), ω — частота рентгеновского излучения. Тогда вследствие многократных отражений луч повернется на угол ϕ (ϕ — угловой растрор отражающей поверхности) (рис. 1а). В случае предельно малых углов скольжения коэффициент однократного отражения (2) аппроксимируется следующим выражением:

$$R_0(\theta) \simeq \left| \frac{2\theta}{(\varepsilon - 1)^{1/2}} - 1 \right|^2 \simeq 1 - 4\theta \operatorname{Im}(1 - \varepsilon)^{-1/2}, \quad \theta \ll 1. \quad (5)$$

Очевидно, что коэффициент отражения луча при повороте на большой угол ϕ будет зависеть и от числа отражений N , которое можно легко найти из соотношения

$$N(\theta, \phi) = \frac{\phi}{2\theta}. \quad (6)$$

Таким образом, полный коэффициент отражения будет равен

$$R(\theta, \phi) = (R_0(\theta))^N. \quad (7)$$

С учетом последних соотношений коэффициент отражения скользящего луча ($\theta \rightarrow 0$) при повороте на угол ϕ

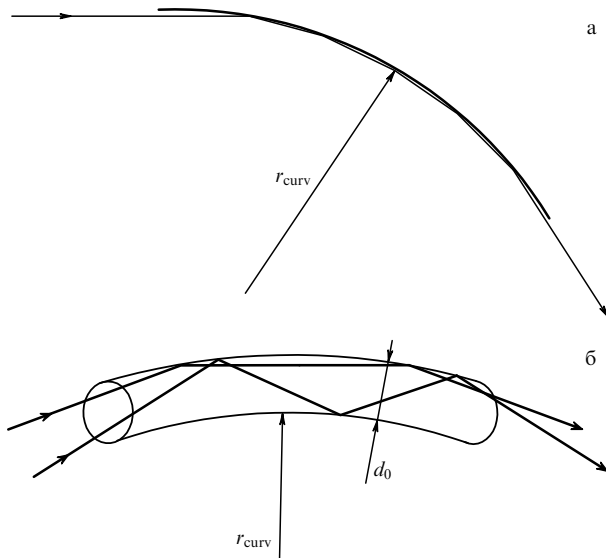


Рис. 1. Поворот пучка изогнутой поверхностью с радиусом кривизны r_{curv} (а) и изогнутым капилляром с диаметром d_0 и радиусом изгиба r_{curv} (б).

определяется по формуле

$$R(0, \phi) = \exp \left[-2\phi \operatorname{Im} (1 - \varepsilon)^{-1/2} \right]. \quad (8)$$

Анализ этой формулы показывает, что в случае отсутствия поглощения в веществе ($\delta > 0$, $\beta = 0$) коэффициент отражения скользящего луча равен 1, т.е. наблюдается ПВО при огибании лучом вогнутой поверхности. Однако в реальных системах имеется поглощение ($\beta \neq 0$), поэтому $R(0, \phi)$ меньше единицы. Мнимая часть в выражении (8) определяет коэффициент отражения скользящего луча, который тем больше, чем меньше поглощение, т.е. чем меньше отношение β/δ . При условии $\beta/\delta \ll 1$ удобное для анализа выражение для коэффициента отражения скользящего луча при повороте на угол ϕ можно записать в виде [45, 46]

$$R(0, \phi) \simeq \exp \left(-\phi \beta \delta^{-3/2} \right). \quad (9)$$

Следует отметить, что в первом приближении этой формулой можно пользоваться для всех углов, меньших критического угла ПВО, поскольку $\theta_c \ll 1$.

Все приведенные выше рассуждения справедливы и в случае, когда отражающая поверхность представляет собой некий ограниченный в пространстве канал — рентгеновский волновод. Примером такого волновода является стеклянный полый капилляр. Рассмотрим транспортировку рентгеновского излучения капилляром. Очевидно, что при определенных условиях рентгеновские лучи будут распространяться внутри капилляра за счет последовательных отражений от его стенок (рис. 1б).

Пусть источник располагается на продольной оси прямолинейного ($r_{\text{curv}} \rightarrow \infty$) капилляра на расстоянии l от его торца. Разумеется, оптимальным вариантом является условие $r/l = \theta_c$ (r — внутренний радиус капилляра), так как при этом все лучи, выходящие из источника под малыми углами $\theta \leq \theta_c$, будут захвачены в канал капилляра и передаваться на значительные расстояния в

случае достаточно хорошей отражающей поверхности. Очевидно, что в этом случае мощность излучения, падающего на вход капилляра, будет определяться выражением

$$W_1 = \frac{I_0 \theta_c^2}{4}, \quad (10)$$

где I_0 — мощность излучения изотропного источника. Мощность излучения на выходе капилляра

$$W_2 = W_{21} + W_{22}, \quad (11)$$

где

$$W_{21} = \frac{I_0}{4} \left(\frac{r}{l+L} \right)^2 \equiv \frac{I_0 \theta_{\min}^2}{4} \quad (12)$$

— мощность излучения, проходящего через капилляр без отражения, $\theta_{\min} \equiv \theta_c (1 + L/l)^{-1}$ — наименьший скользящий угол для пучка рентгеновских квантов, L — длина капилляра. Мощность излучения, распространяющегося за счет многократных отражений, определяется вторым слагаемым в (11)

$$W_{22} \simeq \frac{I_0}{2} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_c} R(\theta, \phi) \theta d\theta. \quad (13)$$

Очевидно, что для очень длинного капилляра ($L/l \gg 1$) мощностью W_{21} можно пренебречь. Аналогичная ситуация имеет место и при изгибе капилляра, когда нет прямых лучей на просвет.

Теперь легко вычислить коэффициент пропускания (полный коэффициент отражения) одиночного капилляра:

$$k_{\text{tr}} = \frac{W_2}{W_1} \simeq \left(\frac{\theta_{\min}}{\theta_c} \right)^2 + \frac{2}{\theta_c^2} \int_{\theta_{\min}}^{\theta_c} R(\theta, \phi) \theta d\theta. \quad (14)$$

Коэффициент пропускания (трансмиссии) реально характеризует эффективность капилляра. Оценка последнего соотношения для идеальной отражающей поверхности ($R_0 = 1$) в предельном случае $\theta_{\min} = 0$ дает значение $k_{\text{tr}} = 1$, как и следовало ожидать.

Самостоятельный интерес представляет вычисление мощности W_{22} . Считая отношение расстояния от источника до выхода капилляра к радиусу канала достаточно большим ($(L+l)/r \gg 1$), находим, что

$$W_{22} \propto L^{-1} \frac{L+l}{r} \gg \delta^{1/2} \beta^{-1}. \quad (15)$$

Иначе говоря, мощность излучения внутри капилляра убывает медленнее ($\propto L^{-1}$), чем в свободном пространстве ($\propto L^{-2}$). Это обстоятельство и обуславливает возможность использования капилляров для концентрации и коллимации рентгеновского излучения. Кроме того, учет соотношения (15) в (14) позволяет сделать вывод, что цилиндрические рентгеноводы тем эффективнее, чем больше расстояние между источником излучения и мишенью.

При изгибе капилляра необходимо учитывать тот факт, что не все лучи, входящие в канал, будут удовлетворять условию $\theta \leq \theta_c$. В предположении малости внутреннего радиуса капилляра r_0 по сравнению с

радиусом изгиба капилляра r_{curv} ($r_0/r_{\text{curv}} \ll 1$) и с учетом малости критического угла ПВО для рентгеновских квантов ($\theta_c \ll 1$) выражение для максимального значения угла падения можно представить в виде [47]

$$\theta_{\text{max}} \approx 2 \left(\frac{r_0}{r_{\text{curv}}} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

Следовательно, условие эффективного захвата излучения в режим транспортировки капилляром записывается как

$$\theta_{\text{max}} \leq \theta_c, \quad \zeta \equiv \frac{r_{\text{curv}} \theta_c^2}{4r_0} \geq 1. \quad (17)$$

Очевидно, что фактор ζ определяет долю излучения, захватываемого изогнутым каналом. При фиксированных радиусах кривизны изгиба и внутреннего радиуса капилляра этот фактор тем больше, чем меньше энергия падающего кванта. Вместе с тем анализ (17) показывает, что для эффективной работы капилляра в более жесткой области спектра необходимо уменьшить радиус капилляра. Значение параметра $\zeta = 1$ определяет, таким образом, критический угол ϕ_1 изгиба капилляра длиной L , при котором капилляр работает эффективно как рентгеновский волновод:

$$\phi_1 \equiv \frac{L}{r_{\text{curv},1}} = \frac{L\theta_c^2}{4r_0}. \quad (18)$$

3.2. Эффективность капиллярных систем

Поскольку мощность излучения, передаваемая одним капилляром, очень мала в связи с малым углом захвата, то для увеличения угла захвата целесообразно использовать систему плотно сложенных капилляров. При плотной упаковке такая система представляет собой множество капилляров, расположенных слоями вокруг центрального капилляра. В случае фокусирующей капиллярной оптики каждый слой будет иметь свою кривизну, неизменную для всех составляющих его капилляров. Кривизна меняется от нуля для центрального канала до некоторого предельного значения, определяемого параметрами системы и источника (см. выше) и решаемой задачи. Эффективность трансмиссии для каждого слоя определяется тремя факторами: захватом излучения капиллярами слоя, поглощением излучения при прохождении через капилляры и числом капилляров в слое. Для слоев, близких к центру системы, эффективность трансмиссии слоя повышается линейно с ростом числа каналов, в то время как в типичных капиллярных системах для более удаленных слоев эта величина падает вследствие резкого уменьшения захвата излучения одиночными капиллярами и увеличения поглощения. Поэтому каждый слой эффективно пропускает γ -кванты определенного энергетического интервала, что, в свою очередь, требует оптимизации проектирования капиллярных концентрирующих систем для конкретных поставленных задач.

Прежде чем продолжить изложение, остановимся на терминологии, которая использована ниже по тексту в соответствии с принятой в литературе:

- монокапилляр — одиночный капилляр;
- поликапилляр — капилляр, сформированный набором плотно упакованных монокапилляров;

— линза — прибор, концентрирующий излучение точечного источника в точку (малую область);

— полулинза — прибор, концентрирующий квазипараллельный пучок в точку или, в обратной геометрии, преобразующий излучение точечного источника в квазипараллельный пучок;

— монокапиллярная линза (полулинза) — линза (полулинза), состоящая из пучка одинаковых монокапилляров, плотно упакованных в поперечной плоскости таким образом, что упаковка строго упорядочена;

— поликапиллярная линза (полулинза) — линза (полулинза), сформированная из поликапилляров. Существующая технология поликапиллярной оптики не позволяет взаимно сориентировать каналы различных поликапилляров, формирующих поликапиллярную систему, в результате чего поликапиллярная линза (полулинза) не имеет в поперечном сечении осевой симметрии.

Ниже по тексту чаще всего используется обобщающее название — капиллярная линза или капиллярная система.

Оценим, насколько же эффективна капиллярная система для управления пучками рентгеновского излучения (следует отметить, что данное рассмотрение справедливо не только для рентгеновского излучения, но и для тепловых и холодных нейтронов).

Так как критический угол ПВО рентгеновских лучей мал, угловая апертура монокапилляра на входе будет также мала (рис. 2а):

$$\Delta\varphi_m \propto \theta_c \ll 1. \quad (19)$$

Отсюда следует, что и передаваемая монокапилляром мощность излучения мала:

$$W_m \propto \theta_c^2 T_m, \quad (20)$$

где T_m — коэффициент пропускания, зависящий от геометрических параметров монокапилляра и от качества внутренней отражающей поверхности канала. В случае монокапилляра с убывающим от входа к выходу диаметром канала можно получить выигрыш в мощности излучения на выходе монокапилляра на три и более порядков [48–50]. Однако такие системы очень нетехнологичны, имеют большую длину и эффективны для квазипараллельных источников излучения малых поперечных размеров (в частности, источников синхротронного излучения третьего поколения).

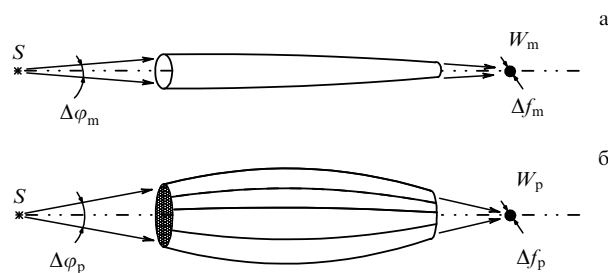


Рис. 2. Схема фокусировки рентгеновских лучей монокапилляром (а) и капиллярной системой (б) (S — источник рентгеновских лучей, Δf — размер фокального пятна).

Эффективность таких систем может быть улучшена посредством поликапиллярных систем (рис. 26). Поскольку входная угловая апертура поликапиллярной системы может значительно превосходить критический угол ПВО

$$\Delta\varphi_p \gg \theta_c, \quad (21)$$

то передаваемая мощность излучения увеличивается согласно соотношению

$$W_p \propto (\Delta\varphi_p)^2 T_p \gg W_m, \quad (22)$$

где T_p — коэффициент пропускания поликапиллярной системы при условии, что пропускание системы не мало ($T_p \geq 10\%$). Поликапиллярная система, спроектированная определенным образом, позволяет не только эффективно транспортировать излучение, но также и увеличивать плотность излучения $w \simeq W / (\Delta f)^2$, фокусируя его в пятно микронных размеров Δf . Следовательно, такая капиллярная система работает как фокусирующая линза.

Рассмотрим капиллярную линзу с угловой апертурой $\Delta\varphi_p$. Если пропускание линзы равно T_p , то мощность излучения, сфокусированного линзой в пятно диаметром Δf_p , пропорциональна выражению

$$w_p \propto \pi \left(\frac{\Delta\varphi_p}{2} \right)^2 \frac{T_p}{(\Delta f_p)^2}. \quad (23)$$

Так как плотность излучения на расстоянии L от источника обратно пропорциональна расстоянию: $w_0(L) \propto 1/(4\pi L^2)$, то использование капиллярной линзы позволяет получить усиление плотности излучения:

$$G \equiv \left(\frac{w_p}{w_0} \right)_L = \left(\frac{L\Delta\varphi_p}{\Delta f_p} \right)^2 T_p. \quad (24)$$

Фактор усиления G определяет эффективное расстояние от источника излучения, на котором плотность излучения без оптики равна плотности излучения в фокальном пятне капиллярной линзы, т.е. $w_0(L_1) = w_p(L)$. Отсюда получаем удобное выражение для расчета эффективности использования линзы:

$$L_1 = \frac{L}{\sqrt{G}} = \frac{\Delta f_p}{\Delta\varphi_p \sqrt{T_p}}. \quad (25)$$

Здесь L_1 — эффективная длина фокусировки, которая определяет эффективное приближение облучаемого объекта к источнику излучения. Например, если усиление плотности излучения в фокусе линзы равно 100, то эффективное приближение фокуса к источнику на порядок уменьшается. При этом если еще уменьшить эффективное расстояние примерно в 3 раза вариацией параметров $\Delta\varphi_p$, Δf_p и T_p , то можно увеличить плотность излучения в фокальной плоскости капиллярной системы на три порядка.

Существующая технология дает возможность получить эффективное приближение исследуемого объекта к источнику излучения, которое оценивается всего лишь в несколько миллиметров. Очевидно, что это значительно упрощает организацию эксперимента, поскольку позволяет решить одну из самых острых проблем в пространственном размещении приборов.

4. Волновая теория каналирования

4.1. Распространение волн в капиллярах

Обсуждение вопроса о прохождении рентгеновских волн через капиллярные структуры мы начнем со случая взаимодействия электромагнитных волн с поверхностью в пределе малых углов скольжения. Как хорошо известно, отражение электромагнитной волны происходит на протяженном участке, минимальные размеры которого при скользящем отражении определяются величиной $(\Delta d)_{\min} \sim (4\pi c/\omega_0) \theta_c^{-1}$, значительно превосходящей расстояния между атомами. В этой связи можно положить, что рассеяние происходит в макрополе, которое характеризуется макроскопической диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \simeq 1 - \theta_c^2$. Последняя и является основной характеристикой отражения и поглощения при взаимодействии. Так, коэффициент отражения определяется поглощением в слое толщиной $\Delta d_{\perp} \sim 2\pi c/\omega_0$ (например, для обычного стекла имеем $\Delta d_{\perp} \approx 50 \text{ \AA}$). Общий анализ показывает, что при углах скольжения, меньших угла Френеля, наблюдается полное внешнее отражение. В приближении геометрической оптики это означает, что рассеяние имеет место преимущественно в зеркальном направлении и носит когерентный характер, тогда как некогерентность определяется поглощенной в отражающем слое частью излучения.

Распространение рентгеновского излучения в капиллярных системах в основном зависит от взаимодействия излучения с внутренними стенками каналов. В идеальном случае полагаем, что пучок излучения разделяется на два: зеркально отраженный и преломленный. Последний оказывается сильно подавленным при полном внешнем отражении.

Обычно поверхность характеризуется шероховатостью, которая и обуславливает вклад рассеяния в процесс отражения. При этом рассеянное излучение распространяется как в глубь стенки капилляра, так и в полость части канала (типичный телесный угол дисперсии равен 4π), формируя таким образом распределение излучения за капилляром. Поэтому для определения расходимости излучения необходимо решить волновое уравнение с учетом шероховатости поверхности. Эта проблема математически разрешается введением возмущения в волновое уравнение для идеальной поверхности [51], т.е.

$$[\nabla^2 + k^2 \varepsilon_0(\mathbf{r})] E(\mathbf{r}) = -k^2 \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}), \quad (26)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды; $\Delta \varepsilon$ — возмущение диэлектрической проницаемости, связанное с шероховатостью поверхности; $E(\mathbf{r})$ — волновая функция поля излучения, которая может быть записана с учетом шероховатости в виде

$$E(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int u(r, \rho) \exp(j\mathbf{q}\rho) d^2\mathbf{q}, \quad (27)$$

где ρ — двумерный радиус-вектор в плоскости, параллельной отражающей поверхности. Очевидно, что в идеальном случае для монохроматической волны ($k = \omega/c$) интеграл в (27) может быть упрощен и представлен в виде

$$E_i(\mathbf{r}) = u_i(r, q_i) \exp(j\mathbf{q}\rho), \quad (28)$$

где $q_i = k \cos \theta_i$, θ_i — угол скольжения падающей волны.

Решение уравнения (26) с граничными условиями канала капилляра показывает, что излучение перераспределяется между связанными состояниями, модами, в потенциале канала (см. раздел 4.2). Важно отметить, что потенциал канала работает как эффективный зеркально отражающий барьер и, таким образом, наблюдается эффективная транспортировка излучения полыми капиллярными трубками. Хотя основная часть излучения подвергается некогерентному диффузному рассеянию при распространении в капиллярах, некоторая его доля распространяется посредством когерентного рассеяния, что представляет собой особое явление, интересное как с точки зрения его экспериментального обнаружения, так и с точки зрения его описания [52, 53].

На сегодняшний день рассеяние электромагнитного излучения шероховатой поверхностью хорошо изучено и описано в рамках общей теории диффузного рассеяния (см., например, [25, 54]). Используя общие принципы для описания процесса прохождения рентгеновского излучения через капилляр ("канализование"), в первом приближении относительную интенсивность рассеяния в телесный угол $d\Omega$ можно представить в виде

$$W_{is} \simeq \frac{\pi\omega^4}{c^4\theta_s} |D_{is}(\theta_s, \varphi_s)|^2 |G_F(\theta_s, \varphi_s)|^2, \quad (29)$$

где i и s — квантовые числа, соответствующие модам канализования, $D_{is}(\theta_s, \varphi_s)$ — матричный элемент $i \rightarrow s$ -перехода, $G_F(\theta_s, \varphi_s)$ — фурье-образ функции корреляции шероховатости отражающей поверхности. Для определения полной интенсивности рассеянного излучения W_i необходимо просуммировать все частичные распределения W_{is} : $W_i = \sum_s W_{is}$. Оценка последних функций значительно упрощается, если рассмотрение перенести в меридианальную плоскость ($\varphi = 0$), что эффективно для простых и быстрых оценок плотности излучения за транспортирующими каналами. Однако такое упрощение может существенным образом изменить угловое распределение излучения (например, может сильно повлиять на оценку угловой расходимости излучения на выходе из капилляра или системы капилляров).

4.2. Идеальный одиночный волновод — монокапилляр

Рассмотрим распространение рентгеновских квантов в некотором волноводе, представляющем собой полый цилиндр с внутренним радиусом r_0 . Поскольку рентгеновские кванты можно рассматривать как короткие электромагнитные волны, то для выяснения распределения излучения в монокапилляре решим волновое уравнение [55, 56].

Траектории рентгеновских фотонов в канале при многократном отражении представляют собой спиралевидные ломаные кривые с различными радиусами кривизны в зависимости от угла между направлением волнового вектора и осью капилляра. Радиусы кривизны траекторий частиц изменяются от минимального, равного радиусу канала волновода r_0 , до максимального, определяемого радиусом изгиба волновода r_{curv} . Таким образом, полагая излучение рентгеновских фотонов изотропным, в первом приближении можно постулировать, что пучок квантов будет непрерывно распределен по всем возможным траекториям.

Пусть частица распространяется по траектории с радиусом кривизны r_1 , лежащим в пределах $r_0 < r_1 <$

$< r_{\text{curv}}$. Таким образом, задача сводится к общей проблеме распространения излучения $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ вдоль цилиндрически изогнутой поверхности с радиусом кривизны r_1 :

$$(\Delta + k^2\varepsilon)\mathbf{E} = 0, \quad \varepsilon = \begin{cases} 1, & r < r_1, \\ \varepsilon_0, & r > r_1. \end{cases} \quad (30)$$

Для оптики скользящего отражения очевидно, что при решении волнового уравнения нас больше всего интересует приграничная область, которая, по существу, и определяет характер распространения волны при отражении. Воспользовавшись известными асимптотическими методами [57–59], получим следующую зависимость для радиального распределения излучения в окрестности $r \simeq r_1$:

$$|E_m(\varrho)|^2 \propto \varrho K_{1/3}^2\left(\frac{2}{3}\varrho^{2/3}\right), \quad \varrho = r_1 - r \ll r_1, \quad (31)$$

где $K(\xi)$ — модифицированная функция Бесселя [60, 61]. Полученное решение волнового уравнения в приграничной области описывает волны, распространяющиеся вблизи стенок волновода. При этом решение убывает при удалении от стенок канала к центру, другими словами, найденное решение есть решение для скользящих мод и описывает структуру электромагнитного поля вдоль изогнутой поверхности.

Из полученного распределения можно оценить характерный радиальный размер главной скользящей моды ($m = 0$)

$$\overline{\varrho}_0 \simeq 0,75 \left(\frac{\lambda^2 r_1}{\pi^2} \right)^{1/3}. \quad (32)$$

Как видно, характерный радиальный размер может намного превосходить длину волны, распространяющейся в волноводе, поскольку радиус кривизны траектории рассматриваемого кванта может значительно превосходить внутренний радиус канала волновода r_0 : $\overline{\varrho}_0 \gg \lambda$. Например, при длине волны излучения $\lambda = 10 \text{ \AA}$ оценка $\overline{\varrho}_0$ в экстремальном случае, когда $r_1 = r_0$, приводит к значению $\overline{\varrho}_0 \gtrsim 75 \text{ \AA}$ для капилляра с внутренним радиусом $r_0 = 10 \text{ мкм}$.

Заметим, что распределение потока излучения за капилляром определяется как диффузно рассеянным излучением, так и излучением, сформированным различными модами. Так как обычно "заселены" только несколько мод, вклад которых в общий поток излучения невелик, экспериментальное наблюдение структурных изменений в угловом распределении излучения за капилляром затруднено. Ситуация может быть улучшена подавлением диффузно рассеянной части излучения. Последнее возможно при оптимизации параметров оптической системы и эксперимента.

Расчеты угловых распределений излучения с учетом различных мод канализования показывают, что в капиллярах микронных размеров расходимость пучка, определяемая модами с низкими номерами, может быть значительно меньше, чем угол ПВО при данной энергии (рис. 3). Однако если число мод достаточно велико, то расходимость приближается к пределу, определяемому геометрическими параметрами капиллярной системы.

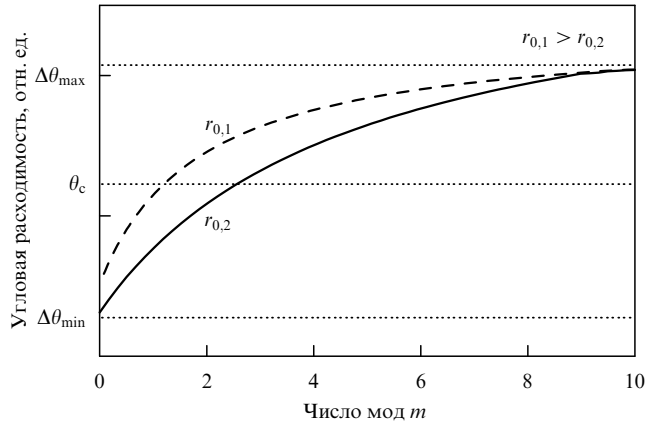


Рис. 3. Расходимость пучка излучения за капиллярной системой в зависимости от числа рассматриваемых мод m и радиуса канала r_0 .

4.3. Влияние шероховатости

Рассмотрим рассеяние излучения на шероховатой поверхности (рис. 4). Для простоты ограничимся одномерным пространственным распределением, так что уравнение поверхности определится зависимостью $z = z(x)$ вместо двумерной реальной зависимости $z = z(x, y)$. Тогда для идеально гладкой поверхности получим $z = 0$. При таком определении разность фаз для случайно выбранных падающего луча и рассеянного в направлении θ_s записывается в виде [25]

$$\Delta\varphi \simeq kL(\theta_s^2 - \theta_i^2) + \Re\{z\}, \quad (33)$$

где L — размер отражающей поверхности, $\Re\{z\}$ — случайная функция распределения шероховатости на поверхности $z = z(x)$. Так как $z_{\max} \ll 2L$, то можно записать, что $\Re\{z\} \ll kL(\theta_s^2 - \theta_i^2)$. Следовательно, $\Delta\varphi \gg 2\pi$ или, другими словами, поле рассеяния шероховатой поверхностью в незеркальном направлении всегда некогерентно. Напротив, для зеркального отражения $\theta_s = \theta_i$ фаза волны оценивается выражением

$$\varphi \simeq 2k\left(1 - \frac{\theta_i^2}{2}\right)z(x), \quad \theta_i \rightarrow 0, \quad (34)$$

из которого следует, что φ — константа для гладкой поверхности или что поле когерентно.

Вообще-то, следует заметить, что в практике не существует чистых (когерентных или некогерентных)

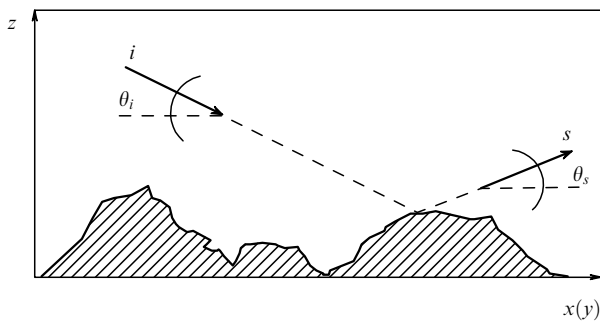


Рис. 4. Схематическое представление рассеяния излучения шероховатой поверхностью при отражении. θ_i и θ_s — угол падения и угол рассеяния соответственно.

состояний. Средняя рассеянная мощность $W_s \propto \langle E_s E_s^* \rangle$ определяется всеми процессами рассеяния и может быть представлена в виде суммы $\langle E \rangle \langle E \rangle^* + \delta\{E\}$, где первый член ответствен за когерентное рассеяние, а второй — за некогерентное. Когда поверхность идеально гладкая, т.е. $\delta\{E\} = 0$, а значит, $\langle E E^* \rangle = \langle E \rangle \langle E \rangle^*$, мы получаем когерентные волны. И в другом экстремальном случае, когда поверхность очень грубая (шероховатая), $\langle E \rangle \langle E \rangle^* = 0$, а значит, $\langle E E^* \rangle = \delta\{E\}$, только некогерентные волны будут отражены от поверхности. Между этими двумя экстремальными случаями, представляющими собой чистые состояния отраженного поля, и наблюдается реальное перераспределение, т.е. обычно мы имеем дело с непрерывным переходом от когерентности к некогерентности (см. также [62]).

Обсудим случай периодически распределенной шероховатости, ограничившись снова одномерной геометрией (рассматривается только продольное направление капилляра), т.е. $z(x)$ — периодическая функция с периодом a профиля внутренней поверхности стенки капилляра: $z(x) = z(x + a)$. Такая картина может иметь место из-за процедуры механического вытягивания разогретого капилляра. Тогда из анализа общих соотношений для рассеяния излучения легко выводится следующая зависимость между углами падения и отражения (рассеяния):

$$\theta_{s,l} = \theta_i + l \frac{\lambda}{a}. \quad (35)$$

Это соотношение показывает, что дисперсионная диаграмма рассеяния формируется узко направленными пиками, наблюдаемыми при определенных углах (35),

$$W_{s,l} = \frac{1}{I_{s,l}} \frac{dI_l}{d\Omega} \propto |R(\theta_i) \sqrt{\varepsilon(\theta_i)}| |\alpha_l|^2 |R(\theta_l) \sqrt{\varepsilon(\theta_l)}|, \quad (36)$$

где α_l — весовой фактор рассеяния в направлении $\theta_{s,l}$ и $|\varepsilon(x)| \simeq x^2 \pm 2l\lambda/a - (l\lambda/a)^2$. Так как в рентгеновском диапазоне $l\lambda/a \ll 1$, дисперсия будет максимальной при малых углах скольжения $\theta_i \rightarrow 0$, и в результате получаем

$$W_s \propto \theta_i \sqrt{\varepsilon(\theta_i)} \sum_l |\alpha_l|^2 \theta_l \sqrt{\varepsilon(\theta_l)}. \quad (37)$$

Очевидно, что эта зависимость может быть более сложной с характеристическими максимумами. Основной максимум проявляется в направлении зеркального отражения (когерентное рассеяние), тогда как уширение в угловом распределении излучения наблюдается благодаря некогерентному рассеянию. Необходимо заметить, что для исследуемой области углов и параметров шероховатости дисперсия излучения происходит в основном в углы, превосходящие углы падения (рис. 5). Однако когерентная часть излучения, определяемая выражением, стоящим перед суммой в (37), $\langle E(\theta_s) \rangle \langle E(\theta_s) \rangle^* \neq 0$ практически для всех углов рассеяния. Более того, угловое распределение рассеянного излучения при малых значениях периода a проявляет тенденцию к увеличению рассеяния в большие углы. В спектре рассеяния появляется дополнительный максимум при углах, превосходящих угол падения на внутреннюю поверхность капилляра. Последний факт свидетельствует о том, что когерентная компонента рассеяния получает незеркальный экстремум рассеяния благодаря

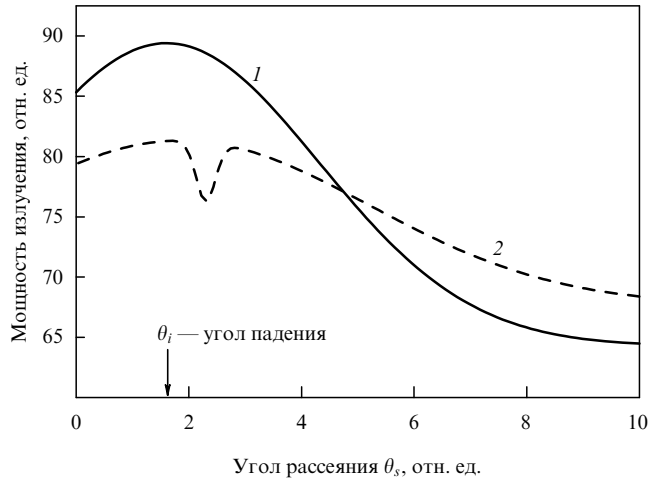


Рис. 5. Угловое рассеяние в капилляре с периодически распределенной шероховатостью поверхности для двух различных соотношений между периодом шероховатости a и поперечной длиной волны $\lambda_{\perp}$: 1 — $a \gg \lambda_{\perp}$, 2 — $a \sim \lambda_{\perp}$. Угол падения на стенку показан стрелкой.

волнистой периодичности потенциала взаимодействия: $\partial'_\theta (\langle E(\theta) \rangle \langle E(\theta) \rangle^*)|_{\theta=\theta_i > \theta_c} = 0$, однако последнее не сказывается ощутимо на мощности передаваемого капиллярном излучения.

Основные замечания, сделанные для специально рассмотренного случая, остаются в силе также и при произвольном характере периодичности шероховатости поверхности.

Еще в ранних работах (см. детали в [15]) было подробно изучено рассеяние излучения поверхностью со случайно распределенной шероховатостью. В пределе малых скользких углов было показано, что основные характеристики рассеяния описываются выражением

$$W_s(\theta_s) \propto (k\theta_i)^3 R(\theta_i) \kappa(\theta_s, \theta_i) \zeta(\theta_{si}), \quad (38)$$

где $k\theta_i \simeq (k_{\perp})_i$ — поперечный вектор падающей волны,

$$\kappa(\theta_s, \theta_i) \simeq \left(\frac{\theta_s}{\theta_i} \right)^2 \frac{|\theta_i + \sqrt{\varepsilon - 1}|^2}{|\theta_s + \sqrt{\varepsilon - 1}|^2},$$

$\zeta(\theta_{si})$ — функция, определяемая шероховатостью, $\theta_{si} \equiv (k_{\perp})_i |\theta_s - \theta_i|$. При этом корреляционный анализ выражения (38) по параметрам пучка и поверхности был проведен в предположении максимального рассеяния в зеркальном направлении, т.е. при $\theta_{si} = 0$. Результаты показали, что в случае однократного отражения от шероховатой поверхности наблюдаемый максимум проявляется либо в зеркальном направлении, либо в направлении между углами θ_c и θ_i .

Однако такое приближение неприменимо для оптики многократного отражения и, в частности, в случае капиллярной оптики. Как отмечалось выше, при малых углах скольжения в системах с многократным отражением имеет место поверхностное каналирование фотонов [63–65], что значительным образом модифицирует характер распределения излучения в каналах. Благодаря связанным состояниям на поверхности угловое распределение имеет максимум при углах $\theta_{s, \max} \lesssim \theta_i$. Решая волновое уравнение (26) с граничными условиями для капиллярного волновода, можно оценить угловое рас-

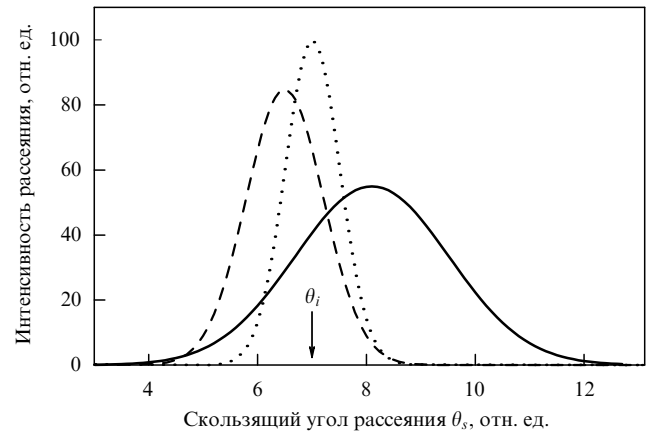


Рис. 6. Рассеяние излучения с начальной расходимостью $\Delta\theta_i$ в капилляре для различных параметров шероховатости γ : $\cdots$ — падающий пучок, $\Delta\theta_i$; $---$ — $\gamma = 100$, $\Delta\theta_s/\Delta\theta_i = 1.4$; $---$ — $\gamma = 1-10$, $\Delta\theta_s/\Delta\theta_i = 2.9$.

пределение излучения, рассеянного в капилляре. Расчеты интенсивности излучения, рассеянного стенкой капилляра со среднеквадратичной высотой шероховатости ξ и длиной корреляции σ , а значит, с корреляционной функцией $G(x) = \xi^2 \exp(-x/\sigma)$, выполненные по формуле

$$W_s(\theta_s) \propto \frac{\xi^2 \sigma}{\theta_s [1 + (\sigma \Delta k)^2]^{3/2}} \sum_l |E_l(\theta_s)|^2, \quad (39)$$

где $E_l(\theta_s)$ — угловая функция фотона в связанном состоянии l , приводят к следующему результату (рис. 6). Как видно из графиков, угловые распределения рассеянного излучения качественно меняются при изменении длины корреляции: влияние шероховатости становится ощутимым при длине корреляции, сравнимой с поперечной длиной волны рассеянного фотона, $\sigma \sim \lambda_{\perp} \gg \lambda$ ($\gamma \equiv \sigma/\lambda_{\perp} \gtrsim 1$). Важно заметить, что при некоторых параметрах шероховатости часть излучения будет рассеиваться в углы, меньшие угла падения излучения. Более того, как показывают теоретические расчеты, подобное рассеяние может наблюдаться также и в случае гладкой поверхности, но с определенной кривизной (рассеяние в капилляре и представляет собой рассеяние изогнутой поверхностью). Этот факт объясняется захватом части излучения в связанные состояния, т.е. поверхностным каналированием. Оставшаяся часть излучения проходит через капиллярные каналы будучи диффузно рассеянной [65–67].

При $\gamma \lesssim 1$ средняя мощность передаваемого излучения определяется в основном некогерентной компонентой, т.е. $\langle EE^* \rangle \simeq \delta\{E\}$, однако когерентная часть при этом еще существует, хотя и становится очень малой величиной ($\langle E \rangle \langle E \rangle^* \rightarrow 0$). При $\gamma \gg 1$ вклад от когерентной компоненты увеличивается и рассеяние становится частично когерентным и некогерентным одновременно. Заметим, что в этом пределе может наблюдаться малоугловая дифракция отраженных лучей, которая была предсказана Комптоном (см. [68]). В этом случае некоторые особенности, наблюдаемые в угловом распределении, объясняются присутствием когерентного рассеяния в процессе взаимодействия излучения с отражающей поверхностью.

Из сказанного следует важное заключение, что шероховатость внутренней отражающей поверхности капилляра может качественно изменить угловое распределение излучения после прохождения капилляра, при этом передаваемая мощность излучения не меняется значительно.

4.4. Система капилляров — поликапилляры

При переходе к системе рентгеновских волноводов (капилляров) решение общего волнового уравнения представляет трудоемкую и аналитически практически неразрешимую задачу. Поэтому решение проблемы о влиянии периодичности капиллярных систем на характеристики прохождения рентгеновских волн в таких структурах требует использования численных методов [64, 69].

Как известно, движение фотона в среде, характеристики которой определяются диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega, \mathbf{r})$ ($\mathbf{r} \equiv (\mathbf{r}_\perp, z) \equiv (x, y, z)$ — радиус-вектор фотона), описывается волновым уравнением (30) [51]. Среда, в которой движется фотон в нашем случае, это система полых волноводов (капилляров). Предположим, что в поперечном сечении, т.е. в плоскости (xy) , данная система строго упорядочена и обладает гексагональной симметрией. При этом очевидно, что коэффициент отражения рентгеновской волны от стенок каналов (введем для удобства новое обозначение n), будучи функцией энергии фотона, координат и угла падения на стенки каналов, является пространственно-периодической функцией. Таким образом, мы имеем ситуацию, аналогичную той, которая наблюдается в случае каналирования заряженных частиц в кристаллах. Поэтому для решения волнового уравнения можно применить известный численный метод решения уравнений движения в периодических полях [70, 71].

При задании граничных условий на входе капиллярной системы $E(\mathbf{r})|_{z=0} \equiv E(\mathbf{r}_\perp, 0)$ транспортная проблема для фотонного пучка решается на каждом шаге Δz с применением процедуры расщепления [72, 73]

$$E(\mathbf{r}_\perp, z_i + \Delta z) = (\hat{F} \hat{I} \hat{F}) E(\mathbf{r}_\perp, z_i). \quad (40)$$

Процедура расщепления позволяет рассматривать отдельно свободное распространение волны

$$\hat{F} \equiv \exp \left(-\frac{i\Delta z}{2} \frac{\nabla_\perp^2}{(\nabla_\perp^2 + \omega^2)^{1/2} + \omega} \right) \quad (41)$$

и изменение фазы в процессе отражения от стенок

$$\hat{I} \equiv \exp [-i\Delta z \xi(\omega, \mathbf{r})]. \quad (42)$$

Функция $\xi(\omega, \mathbf{r})$ в выражении для оператора $\hat{I}$ описывает так называемый потенциал взаимодействия между фотоном и стенками канала и может быть представлена в виде

$$\xi(\omega, \mathbf{r}) = \omega(n(\omega, \mathbf{r}) - 1). \quad (43)$$

На каждом шаге Δz распространяющаяся волна разлагается в двумерный ряд Фурье [74] с ограниченным числом членов N , определяемым расположенной на элементарной ячейке вычислительной решеткой:

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{m=-N/2+1}^{N/2} \sum_{n=-N/2+1}^{N/2} E_{mn}(z) \exp [i\omega(\mathbf{e}_\omega \mathbf{r}_\perp)], \quad (44)$$

где $|\mathbf{e}_\omega| = 1$. Последнее позволяет получить точное численное представление уравнения распространения. Значение N в разложении (44) зависит от длины L вычислительной решетки:

$$\frac{N\pi}{L} > \omega \sin \beta \quad (45)$$

и максимального значения угла β , являющегося углом между направлением распространения плоской волны с поперечным волновым вектором (ω_x, ω_y) и осью z :

$$\sin \beta = \frac{(\omega_x^2 + \omega_y^2)^{1/2}}{\omega}. \quad (46)$$

Вычисления по описанной выше схеме можно провести для двух различных случаев. В первом рассматривается прохождение рентгеновских волн через систему полых капилляров, сложенных таким образом, что в поперечном сечении системы имеется строго гексагональная симметрия. Кроме того, система захватывает квазипараллельный пучок и фокусирует его на некотором фокальном расстоянии. Результаты расчета распределения интенсивности потока рентгеновских волн в фокальном пятне приведены на рис. 7а. Как видно, фокальное пятно имеет структуру с явно выраженной симметрией: проявляется интенсивный центральный максимум на фоне симметрично расположенных побочных максимумов. Интересно заметить, что характерные ширины наблюдаемых максимумов близки к размерам каналов на выходе линзы, а перераспределение интенсивности в фокальном пятне приводит к формированию мощного центрального пика (максимум первого порядка).

Во втором случае рассматривается линза, в которой капилляры-волноводы располагались хаотично в поперечной плоскости системы. Интерференционная картина, наблюдавшаяся в упорядоченной линзе, при этом исчезает (рис. 7б): наблюдается широкий одиночный максимум в фокальном пятне. Ширина фокального пятна для такой линзы совпадает с обычной классической оценкой размера фокального пятна [75] и значительно превосходит диаметр капилляра на выходе линзы.

Наблюдаемая интерференционная структура фокального пятна сфокусированного излучения объясняется набегом фазы, обусловленным разбросом дистанций, пробегаемых фотонами в разных слоях капилляров. Однако следует учесть, что этого недостаточно для проявления интерференционных свойств в фокальном пятне. Как показывает анализ, необходимо также иметь определенную симметричную упаковку (квадратную, ромбическую, гексагональную и т.д.) капилляров в поперечном сечении линзы. В случае произвольной хаотической упаковки капилляров интерференционный эффект не проявляется.

Интерференционная картина должна наблюдаться также для линз, состоящих из планарных структур, например систем изогнутых определенным образом плоскостей. Этот эффект будет наблюдаться для рентгеновских лучей, тепловых нейтронов, электромагнитного излучения в видимом диапазоне частот, а также и для заряженных частиц (конечно, при условии соблюдения некоторых строгих ограничений). Кроме того, эффект наблюдается и в прямых капиллярных столбиках, когда поток излучения падает на один из его концов.

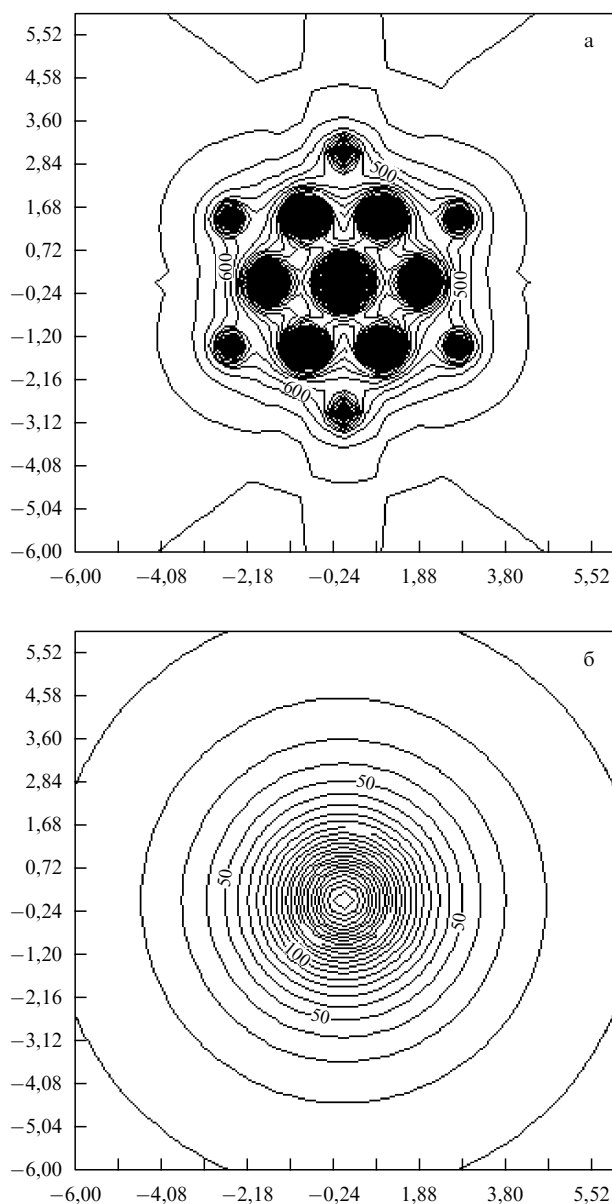


Рис. 7. Структура фокального пятна линзы с упорядоченным (а) и хаотическим (б) расположением капилляров в поперечном сечении капиллярной системы.

При этом, естественно, каналы такого столбика должны быть упакованы в определенной симметрии.

5. Некоторые аналогии в капиллярных системах

5.1. Лучевой анализ волнового приближения

Исследования по фокусировке синхротронного излучения с помощью капиллярных структур показывают, что пятно рентгеновских лучей, сфокусированных полулинзой, имеет определенную структуру [52, 53, 76]. Наличие структуры фокального пятна не объясняется обычной геометрической (лучевой) оптикой. Согласно вычислениям в рамках лучевой оптики фокальное пятно представляет собой бесструктурное яркое пятно рентгеновского излучения. Характерный размер пятна оценивается

по формуле [75]

$$\Delta f \approx d_2 + 2\theta_c f, \quad (47)$$

где d_2 — внутренний диаметр каналов на выходе линзы, θ_c — критический угол ПВО, f — фокальное расстояние исследуемой линзы на выходе. Очевидно, что для капилляров с микронными диаметрами $d_2 \ll 2\theta_c f$, и поэтому размер фокального пятна значительно превосходит диаметр капилляра. Значения, полученные с помощью формулы (47), хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако в этом приближении невозможно исследовать структуру фокального пятна.

Прохождение фотонных пучков через капиллярные системы аналогично в определенном смысле каналированию быстрых заряженных частиц в кристаллах [77–79].

Вспомним, что заряженная частица, влетая в кристалл, захватывается в режим каналирования при условии малости углов движения по отношению к главным кристаллографическим осям или плоскостям. Другими словами, для каналирования заряженных частиц необходимо, чтобы углы влета частиц по отношению к кристаллическим осям или плоскостям были меньше, чем некоторый критический угол каналирования $\psi_1 \simeq (2U_0/\omega)^{1/2}$ (ψ_1 — угол Линдхарда), где U_0 — глубина потенциальной ямы взаимодействия налетающей частицы с кристаллом, характеризующая кристалл, ω — энергия частицы.

При рассмотрении проблемы каналирования фотонов в полых капиллярных структурах мы также имеем дело с очень сильной угловой зависимостью. Действительно, коэффициент отражения рентгеновских лучей от различных материалов увеличивается при уменьшении углов скольжения по отношению к стенкам каналов и приближается к 1 при углах, меньших критического угла ПВО θ_c . Следует отметить, что угол θ_c зависит как от энергии фотона, так и от материала, из которого изготовлена оптическая система. Аналогия становится более полной, если принять во внимание тот факт, что в некоторых капиллярных линзах имеется определенный порядок упаковки: симметрия присутствует как в поперечной, так и в продольной плоскостях.

Таким образом, капиллярная линза представляет собой в определенном смысле макрокристалл. Но в отличие от кристалла, в капиллярных структурах возможно манипулирование многими параметрами, что очень важно для решения ряда прикладных задач.

Рассмотрим систему, фокусирующую квазипараллельный пучок рентгеновских квантов. Пусть система состоит из множества капилляров, упакованных плотно, так что имеется гексагональная симметрия в поперечном сечении системы. Очевидно, что в этом случае диаметры капилляров уменьшаются от максимального значения d_1 на входе линзы до минимального d_2 на выходе. Таким образом, капилляры упакованы по слоям, причем каждый слой i характеризуется своим определенным радиусом кривизны $r_{\text{curv},i}$. Поскольку капилляры изогнуты (кроме центрального), то очевидно, что в некоторых случаях не все фотоны, влетающие в систему, будут каналировать. Поэтому на входном торце линзы мы можем выделить "рабочие" площади (фотоны, попавшие в эти площадки, будут каналировать) и "нерабочие" площади (углы падения фотонов на стенки каналов в них

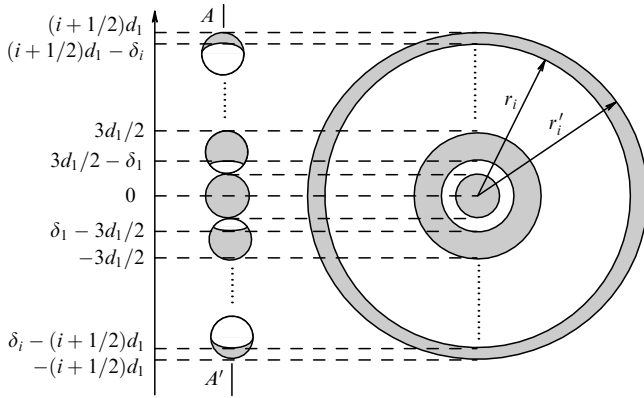


Рис. 8. Схема заполнения капилляров на входном торце капиллярной системы. В первом приближении реальная картина "рабочих" площадей может быть заменена на систему концентрических колец. На схеме предполагается выполнение условия полного заполнения центрального канала $r_{\text{curv}} \theta_c^2 = d_0$.

больше критических, и эти фотоны, в основном, поглощаются). На рисунке 8 представлена типичная картина заполнения капилляров на входе линзы, которая в первом приближении может быть заменена на более простую осесимметричную. Как видно из рисунка, на входе линзы мы имеем систему концентрических колец с ширинами, которые определяются из соотношения [75, 80]

$$\delta_i \simeq \frac{r_{\text{curv},i} \theta_c^2}{2}. \quad (48)$$

Тогда соответствующие радиусы внутренних (r_i) и внешних (r'_i) окружностей, ограничивающих кольца, будут равны

$$\begin{aligned} r_i &= \left(i + \frac{1}{2}\right) d_1 - \delta_i, \\ r'_i &= \left(i + \frac{1}{2}\right) d_1. \end{aligned} \quad (49)$$

Принимая во внимание, что $|1 - r_{\text{curv},1}/r_{\text{curv},2}| \ll 1$ и $|\varphi_1 - \varphi_2| = \Delta\varphi \ll 1$, а значит, $|r_{\text{curv},1}\varphi_1 - r_{\text{curv},2}\varphi_2| \simeq r_{\text{curv},1}\Delta\varphi$, получаем следующее выражение для разности хода близко распространяющихся лучей (не обязательно из различных слоев!): $\Delta L \simeq \Delta r_{\text{curv}} \varphi \theta_c^2/2$. Очевидно, что вариацией угла φ и пренебрежимо малой разницы в радиусах кривизны $\Delta r_{\text{curv}} \equiv |r_{\text{curv},1} - r_{\text{curv},2}|$ возможно удовлетворить хорошо известному условию интерференции $\Delta L = m\lambda/2$, где λ — длина волны излучения, m — порядок интерференционного максимума. Например, если энергия кванта $\omega \simeq 30$ кэВ ($\theta_c \simeq 1$ мрад), $\varphi \simeq 0,1$ рад, $\Delta r_{\text{curv}} = 0,1 - 1$ см, то мы получаем оценку для разности хода лучей $\Delta L = 1 - 10$ Å. Следует заметить, что в нашем случае рассматривается более общая задача с несколькими параметрами по сравнению с обычными интерференционными оптическими элементами.

Следуя приведенным выше рассуждениям, теперь нетрудно получить соответствующее выражение для площадей "рабочих" колец. Поскольку для капиллярных линз справедливо соотношение $\delta_i \propto \Delta r_i$, то можно оценить площадь i -го кольца по формуле $S_i \simeq 2\pi r_i \delta_i$. Поэтому учитывая, что $r \propto i$, и используя выражение

(48), мы получаем $S_i \propto i r_{\text{curv},i}$. Известно, что радиус кривизны $r_{\text{curv},i}$ уменьшается с ростом номера слоя i , и если выбрать $r_{\text{curv},i} \propto 1/i$, то площадь кольца не будет зависеть от положения на торце линзы. Из равенства площадей колец следует выражение, связывающее радиусы кривизны соседних зон и ширины зон с диаметром каналов линзы на входе,

$$1 - \frac{r_{\text{curv},i+1}}{r_{\text{curv},i}} = \frac{1}{\zeta_i + i + 1/2}, \quad (50)$$

где $\zeta_i = \delta_i/d_1$ — параметр, определяющий заполнение канала.

Как видно из приведенного анализа, на входе линзы с упорядоченной упаковкой мы имеем картину, аналогичную картине зонных пластинок, что является подсказкой возможности наблюдения волновых свойств рентгеновских квантов, сфокусированных капиллярными линзами. Каким же образом в столь больших по размерам каналах (по сравнению с длинами волн излучения, распространяющегося в них) могут проявляться интерференционные эффекты?

Ниже будет продемонстрировано, что при прохождении рентгеновских квантов через капиллярные системы вследствие предельной малости углов скольжения внутри каналов осуществляется как бы поверхностное каналирование рентгеновских волн: часть пучка захватывается в режим связанного состояния (подбарьерное состояние), определяемого параметрами канала, остальная же часть пучка распространяется в квазисвободном состоянии (надбарьерное состояние). Связанным движением и объясняется проявление когерентности при суперпозиции волн, транспортируемых полыми каналами. Однако следует иметь в виду, что не весь поток излучения когерентно перераспределяется в процессе рассеяния через капилляры. В формировании структуры пятна за капиллярными системами вносят вклад как когерентно рассеянные волны из подбарьерных состояний, так и некогерентно рассеянные (диффузное рассеяние). Необходимо отметить, что доля диффузно рассеянных волн обычно является определяющей в общем потоке волн, распространяющихся в капиллярных каналах, поэтому экспериментальное обнаружение эффекта затруднено.

5.2. Квантовое описание скользящего отражения

Как недавно было показано, распространение рентгеновских квантов в капиллярных системах носит довольно сложный характер [52]. Не все экспериментально наблюдаемые особенности могут быть объяснены в рамках геометрической (лучевой) оптики [81–83]. Наоборот, применение методов волновой оптики позволяет детально описать процессы распространения излучения в капиллярах.

Прохождение рентгеновского излучения через капиллярные системы в основном определяется его взаимодействием с внутренними стенками каналов. В идеальном случае, когда внутренняя стенка канала представляет собой идеально гладкую поверхность, пучок разделяется на два — зеркально отраженный и преломленный. Последний оказывается сильно подавленным при полном внешнем отражении излучения от стенки канала. Характеристики рассеяния излучения каналом капилляра могут быть оценены из решения волнового уравнения. В первом приближении, без учета поправки на

шероховатость поверхности, $\Delta\epsilon(\mathbf{r}) = 0$ ($\Delta\epsilon$ — возмущение диэлектрической проницаемости, вызванное наличием шероховатости поверхности отражения) и волновое уравнение в поперечном к распространению излучения направлении записывается в виде

$$[\nabla_{\perp}^2 - k^2\delta(r_{\perp}) + k_{\perp}^2]E(r_{\perp}) = 0, \quad (51)$$

где E — радиальная волновая функция излучения и $\mathbf{k} \equiv (k_{\parallel}, k_{\perp})$ — волновой вектор.

Так как поперечная компонента волнового вектора $k_{\perp} \approx k\theta$ при скользких углах ($\theta \ll 1$), то "эффективный потенциал взаимодействия" пучка излучения с поверхностью может быть представлен в следующем виде [84]:

$$V(\mathbf{r}_{\perp}) \simeq k^2[\delta(r_{\perp}) - \theta^2] = \begin{cases} -k^2\theta^2, & r_{\perp} < r_1, \\ k^2(\delta_0 - \theta^2), & r_{\perp} \geq r_1, \end{cases} \quad (52)$$

где r_1 соответствует положению отражающей поверхности. Отсюда, кстати, вытекает квантовомеханическое определение явления полного внешнего отражения, когда эффективный потенциал равен нулю ($V = 0$), а значит, и выражение для угла Френеля (угла, при котором наблюдается полное внешнее отражение): $\theta \equiv \theta_c \simeq \sqrt{\delta_0}$.

В случае изогнутой отражающей поверхности в эффективном потенциале взаимодействия появляется дополнительный член, который соответствует дополнительной "потенциальной энергии". Физический смысл последнего заключается в следующем. Вследствие кривизны отражающей поверхности, характеризующейся углом φ , при взаимодействии с поверхностью фотон получает угловой момент $kr_{\text{curv}}|_{\varphi}$, где r_{curv} — радиус кривизны для "выбранной траектории" фотона и φ — азимутальный угол в цилиндрических координатах вдоль направления распространения излучения (в случае капилляра, полой цилиндрической трубочки, направление распространения может не совпадать с продольной осью z капилляра, $(\mathbf{k}, \mathbf{e}_z) \neq 0$). В результате в выражении для эффективного потенциала появляется член $-2k^2r_{\perp}/r_{\text{curv}}$:

$$V(r_{\perp}) \simeq k^2 \left[\delta(r_{\perp}) - \theta^2 - 2 \frac{r_{\perp}}{r_{\text{curv}}} \right]. \quad (53)$$

Как видно, выражение для потенциала взаимодействия в случае плоской поверхности (52) вытекает из общего выражения (53), записанного для кривой поверхности, при условии $r_{\text{curv}} \rightarrow \infty$. Изменение потенциала представлено схематически на рис. 9. При изменении пространственных параметров системы взаимодействия, потенциал взаимодействия трансформируется из ступенчатого

с барьером $k^2\delta_0$ для плоской поверхности в потенциальную яму, ширина и глубина которой определяются характеристиками канала. Отметим, что увеличение кривизны (уменьшение радиуса кривизны) приводит к углублению потенциальной ямы, а значит, к увеличению числа связанных состояний. При малом градиенте потенциала волновые особенности в процессе рассеяния излучения поверхностью становятся пренебрежимо малыми и проблема распространения излучения может быть решена методами лучевой оптики.

Ниже мы вкратце рассмотрим решение волнового уравнения в случае идеальной отражающей поверхности (без шероховатости), когда отраженный пучок сформирован в основном когерентно рассеянной частью излучения (см. [56, 63]). Решение волнового уравнения с граничными условиями для канала капилляра показывает, что рентгеновское излучение может быть распределено по связанным квантовым состояниям, которые определяются потенциалом капиллярного канала. Важно отметить, что потенциал канала представляет собой эффективный отражающий барьер, благодаря которому наблюдается эффективная транспортировка рентгеновского излучения полыми капиллярными трубками. В реальном же случае основная часть транспортируемого излучения подвергается некогерентному диффузному рассеянию [85], тогда как оставшаяся часть излучения (обычно достаточно малая) определяется когерентным рассеянием [86].

Попробуем оценить экстремальное значение радиуса кривизны отражающей поверхности $r_{\text{curv}, \text{max}}$ (в случае капилляра значение радиуса кривизны зависит от параметров капилляра или системы капилляров и изгиба, а также конкретно рассматриваемой плоскости распространения излучения), при котором возможно проявление волновых свойств излучения при распространении вдоль поверхности [87]. Рассмотрим фотон с волновым вектором $\mathbf{k}$, взаимодействующий с поверхностью с радиусом кривизны $r_{\text{curv}, i}$ (i определяет выбранную траекторию распространения излучения). При малых углах скольжения θ изменение продольного (вдоль направления распространения) волнового вектора $k_{\parallel}$ при отражении от поверхности пренебрежимо мало, изменяется, в основном, лишь поперечная составляющая волнового вектора $k_{\perp}$:

$$k_{\perp} \simeq k\theta \quad (\theta < \theta_c). \quad (54)$$

Поэтому, как следует из последнего соотношения, поперечная составляющая волны (поперечная длина волны) намного превосходит длину волны излучения, что позволяет наблюдать эффекты интерференции даже для очень коротких длин волн. Действительно,

$$\lambda_{\perp} = \frac{\lambda}{\theta} \gg \lambda. \quad (55)$$

Известно, что для наблюдения волновых свойств в процессе рассеяния фотона необходимо, чтобы типичные размеры "эффективного канала" δ_i , в котором непосредственно и распространяется излучение, были сравнимы с эффективной длиной волны фотона (в нашем случае — с поперечной длиной волны, поскольку при предельно малых углах скольжения $\theta \ll 1$ нельзя пренебрегать изменением длины волны при переходе к поперечным координатам), т.е. $\delta_i(\theta) \simeq \lambda_{\perp}(\theta)$ (рис. 10). Для капилляра

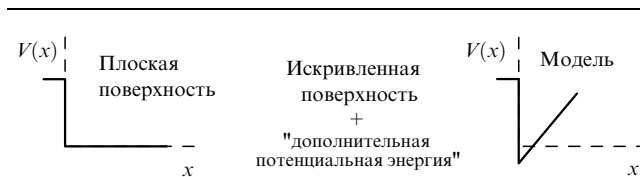


Рис. 9. Схематическое представление изменения потенциала взаимодействия при отражении от плоской и искривленной поверхности. Наличие кривизны приводит к появлению потенциальной ямы.

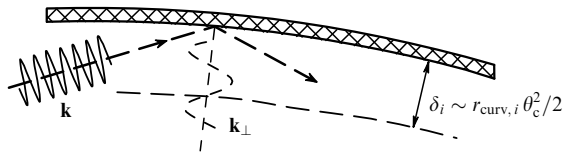


Рис. 10. Схематическое представление распространения излучения с волновым вектором $\mathbf{k}$ вдоль изогнутой поверхности с эффективным поперечным размером канала $\delta_i \simeq r_{\text{curv},i} \theta_c^2/2$.

эта величина совпадает с (48). Принимая во внимание, что δ_i зависит от кривизны поверхности $r_{\text{curv},i}$ для выбранного направления i и угла падения излучения на поверхность θ , критерий для связанного распространения излучения вдоль изогнутой поверхности может быть записан в виде

$$r_{\text{curv},i} \theta^3 \sim \lambda. \quad (56)$$

Из последнего соотношения получаем, например, значение $r_{\text{curv},\text{max}} \sim 10$ см для фотона с длиной волны $\lambda \sim 1$ Å при скользком угле $\theta \simeq \theta_c/3$. Таким образом, простой анализ позволяет получить полезное соотношение, описывающее поверхностно-связанное распространение излучения, т.е. поверхностное каналирование рентгеновских квантов вдоль изогнутой поверхности, в частности, в микроканалах капиллярных систем (см. также [88]). Кроме того, соотношение (56) подтверждает возможность проявления волновых свойств рентгеновских квантов в микрокапиллярных системах.

6. Переход от μ - к n -каналированию

Известно, что капиллярные оптические элементы состоят из полых тянутых трубочек, которые пропускают излучение посредством многократного отражения от внутренних стенок каналов [49, 50]. Однако микрокапиллярные системы представляют интерес и как элемент волновой оптики, а именно, тянутые и изогнутые капилляры способны работать как рентгеновские волноводы [89]: капиллярная оптика может быть представлена как "оптика шепчущей галереи". Хорошо известно, что физическая основа оптики шепчущей галереи заключается в многократном отражении излучения, сформированного большим числом бунчей [46]. Полная угловая апертура такого устройства определяется числом бунчей N и углом скольжения пучка θ и равна $2N\theta$. Так как отражение одиночного бунча от поверхности с комплексной диэлектрической функцией ε определяется коэффициентом

$$R_{1\{s\}} \simeq 1 - 2\theta \text{Re} \left[\left\{ \frac{1}{\varepsilon} \right\} (\varepsilon - 1)^{-1/2} \right], \quad (57)$$

где s, p — индексы поляризации излучения, суммарное отражение может быть оценено в пределе $\theta \rightarrow 0$ ($N \rightarrow \infty$)

$$R_{\{s\}} \simeq \exp \left[- (1 - R_{1\{s\}}) N \right]. \quad (58)$$

Оценки, выполненные по этим соотношениям, показывают, что шепчущие галереи способны эффективно транспортировать излучение в выбранном узком диапазоне частот [90].

Применение волновой теории прохождения излучения через капиллярные структуры позволяет описать тонкие эффекты перераспределения излучения в каналах этих систем [64, 69, 87]. Как показано ниже, процесс транспортировки излучения капиллярными оптическими системами носит сложный характер. Излучение условно можно разделить на две составляющие: одна часть распространяется, будучи рассеиваемой по законам лучевой оптики, другая захватывается в связанные состояния поверхностным потенциалом отражающей стенки и описывается с помощью волнового уравнения распространения. При уменьшении размера каналов, с приближением значения диаметра к поперечной длине волны излучения поверхностное каналирование уступает место объемному каналированию фотонов подобно каналированию заряженных частиц в кристаллах [77, 91–94]. В настоящее время технология производства капиллярных систем позволяет получать образцы с размером каналов в субмикронной области [95]. С последующим уменьшением размера каналов мы переходим в нанообласть, и тогда углеродные нанотрубки, в производстве которых наблюдается значительный прогресс [96], приходят на смену микрокапиллярам как новые оптические наносистемы (конечно, при возможности контроля ориентации нанотрубок в пространстве) [97, 98].

Углеродная нанотрубка [99–101] может быть рассмотрена как капилляр малого размера (наномасштаб). При этом ее стенка состоит из атомов углерода, упорядоченных в пространстве, и расстояние между ними составляет примерно 1–2 Å. Типичный диаметр одиночной нанотрубки оценивается примерно десятками ангстрем (отношение диаметра канала к толщине стенки может достигать двух порядков), а длина такой трубки может достигать субмикронных значений. Все это свидетельствует о необходимости применения волнового приближения для решения задачи распространения излучения через нанотрубки. В таком случае углеродную нанотрубку можно рассматривать как рентгеновский волновод, что наглядно демонстрирует теория каналирования, предложенная для описания процесса распространения излучения через такие структуры [102, 103].

Расчеты по каналированию и излучению при каналировании пучков заряженных частиц в углеродных нанотрубках показывают возможность экспериментального наблюдения эффектов каналирования как в прямых, так и в изогнутых нанотрубках [104–107].

6.1. Поверхностное каналирование в μ -капиллярах

В случае капилляров волновод представляет собой цилиндрическую полую трубку, поэтому, если пренебречь поглощением излучения при отражении от внутренних стенок капилляров, то потенциал взаимодействия, который и определяет характер распространения излучения, можно записать в виде (53), где $\delta_0 \simeq \theta_c^2$ — параметр поляризации. Волновое уравнение может быть решено в нормализованных (безразмерных) цилиндрических координатах $\mathbf{r} \equiv (r_\perp, \varphi, z)$. Так как при распространении излучения через капиллярные структуры наибольший интерес представляет область вблизи внутренней поверхности стенок, выберем систему координат с осью z вдоль направления распространения излучения. Таким образом, решение волнового уравнения характеризует скользкое распространение волн вблизи поверхности

отражающей стенки $r_{\perp} \simeq r_1$, другими словами, определяет волновой пакет излучения вдоль траектории с радиусом кривизны r_1 .

Следовательно, представив поперечную координату в виде $r_{\perp} = r_1 - \rho$, $|\rho| \ll r_1$, волновое уравнение можно записать для координаты ρ при фиксированной кривизне траектории. При этом радиус кривизны может варьироваться от минимального значения r_0 , соответствующего радиусу капилляра, до максимального r_{curv} , определяемого кривизной изгиба капилляра, т.е. $r_0 \leq r_1 \leq r_{\text{curv}}$. Подобное преобразование координат позволяет значительно упростить математическую задачу и свести ее практически к решению радиального волнового уравнения. Опустив детали расчета, запишем общее решение уравнения

$$E_n \simeq \sum_m C_m u_m(\rho) \exp[i(k_{\parallel} z + n\varphi)],$$

$$u_m(\rho) \propto \begin{cases} \text{Ai}(\rho + \rho_m), & \rho > 0, \\ \alpha \text{Ai}'(\rho_m) \exp(\alpha\rho), & \rho < 0 \quad (\alpha > 0), \end{cases} \quad (59)$$

где $'$ — знак производной по ξ , $\text{Ai}(\xi)$ — функция Эйри, являющаяся решением дифференциального уравнения $\text{Ai}''(\xi) = \xi \text{Ai}(\xi)$ и экспоненциально спадающая при $\xi > 0$, ρ_m — m -й нуль функции Эйри, $\alpha = \delta_0^{-1/2}(2/kr_1)^{1/3}$ [64]. Очевидно, что эти выражения справедливы только для мод с низкими индексами и вблизи поверхности стенок канала, другими словами, выражение (59) определяет структуру скользких мод излучения внутри канала распространения (рис. 11).

Решение также показывает, что волновые функции экспоненциально затухают как по направлению в глубь отражающей стенки: $\rho < 0$ (как $\exp(-2|\alpha||\rho|)$), так и при движении от стенки к центру канала: $\rho > 0$ (свойство функции Эйри). Следует заметить, что модовый характер распространения излучения в полой части капилляра имеет место без искажения волнового фронта. Анализ последних соотношений позволяет также сделать заключение, что почти вся мощность излучения сосредоточена в полой части и, как следствие, наблюдается малое подавление излучения вдоль стенок волновода.

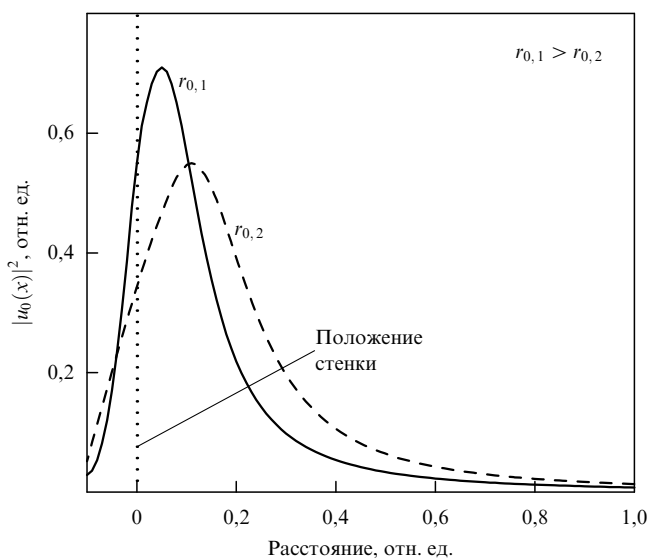


Рис. 11. Радиальное распределение излучения в канале капиллярной системы для двух различных радиусов капилляра. Положение стенки указано пунктирной прямой.

6.2. Объемное каналирование в п-капиллярах

Выше рассмотрено прохождение рентгеновских пучков через капиллярные системы с размерами каналов в микро- и субмикродиапазонах. Очевидно, что в этом случае мы имеем дело с поверхностным каналированием (распространением вдоль стенок каналов), поскольку размеры каналов превосходят длину волны почти на три порядка. Эффект связанного прохождения излучения наблюдается из-за наличия кривизны отражающей поверхности. Однако ситуация значительно меняется, когда размеры каналов становятся сравнимыми с длиной волны излучения (наноразмеры). На практике это означает, что угол дифракции для выбранной волны, определяемый как $\theta_d = \lambda/d$ (d — диаметр капилляра), становится сравнимым с критическим углом полного внешнего отражения. Другими словами, поперечная длина волны фотона приближается к диаметру канала распространения: $\lambda_{\perp}/d \sim 1$. При этом происходит объемное каналирование вместо поверхностного, и в первом приближении при малом градиенте потенциала из-за кривизны мы можем пренебречь вкладом от продольной кривизны. Таким образом, каналирование фотонов (не поверхностное!) в каналах капиллярных систем возможно и при отсутствии какой-либо кривизны, т.е. мы можем говорить о реальном рентгеновском волноводе подобно волоконной оптике. Более того, при определенных условиях, когда в поперечном сечении системы каналы расположены упорядоченно, капиллярные наносистемы становятся подобными кристаллам, что в свою очередь позволяет применить хорошо известный аппарат теории каналирования частиц в кристаллах при малых углах влета частиц по отношению к главным кристаллографическим направлениям [102, 103].

Типичные нанотрубки состоят из атомов углерода, которые, организуясь в кристаллические гексагоны, фуллерены, и формируют стенки цилиндрической поверхности со структурой графита, так что если "развернуть цилиндр", то мы получим графитовую пленку (рис. 12) (молекула фуллерена на рисунке представлена в виде футбольного мяча). При этом стенка нанотрубки может быть одно- или многослойной. Таким образом, формируется аксиально-симметричный канал — потенциальная яма, который и определяет характер распространения излучения в нанотрубке. Эффективный потенциал взаимодействия определяется энергией плазмона, которая меняется от центра канала к стенке и может быть оценена по формуле

$$\omega_p(r) = \left(\frac{4\pi N_0(r) e^2}{m_0} \right)^{1/2}, \quad (60)$$

где e и m_0 — заряд и масса электрона, N_0 — плотность электронного облака в нанотрубке на расстоянии r от центра канала, которая минимальна в центре канала и максимальна на стенках. В зависимости от выбранной модели для расчета атомного потенциала $f(\mathbf{k})$ (потенциал Мольера, Дойля–Тернера и т.д.), а значит, усредненного атомного потенциала цепочки $V_R(\rho)$ и усредненного атомного потенциала для нанотрубки $U(\mathbf{r})$ можно записать различные выражения для электронной плотности $N_0(\mathbf{r})$ (см. рис. 12), однако это влияет лишь на точность описания процесса рассеяния излучения, оставляя основные особенности неизменными. Излучение

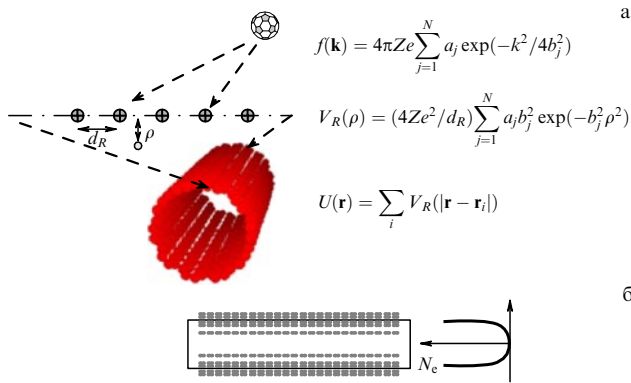


Рис. 12. Схематическое представление формирования цилиндрического канала нанотрубки: (а) углеродные образования — фуллерены ("футбольный мяч") выстраиваются в цепочки, которые образуют стенки нанотрубки. Справа представлены выражения для потенциалов взаимодействия, для цепочки и нанотрубки потенциал усредняется по всем образующим элементам; (б) распределение электронов N_e в канале нанотрубки с максимумом вблизи стенки и минимумом в центре канала.

распространяется в среде с переменной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon(r, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2}, \quad (61)$$

зависящей также от частоты излучения ω , откуда следует, что кванты с большей энергией будут испытывать полное внешнее отражение от стенки нанотрубки при меньших расстояниях от стенки. Поскольку излучение поглощается сильнее при увеличении плотности электронного облака (что имеет место при приближении к стенке нанотрубки), то при прохождении излучения через нанотрубку должна происходить фильтрация пучка по энергии. Кроме того, изогнутые с определенным радиусом кривизны r_{curv} нанотрубки радиусом r_0 также способны отклонять пучки при выполнении условия

$$\frac{4r_0}{r_{\text{curv}}} \leq \frac{\omega_p^2(r)}{\omega^2}. \quad (62)$$

Проанализируем теперь математически, каким же образом излучение распространяется через системы с ориентированными наноканалами. Наиболее развитой на сегодня является технология производства нанотрубок с многослойными стенками, поэтому обсудим именно такую систему. Для начала упростим задачу о прохождении излучения через реальную наносистему, рассмотрев лишь радиальное волновое уравнение. Последнее также позволяет пренебречь наличием кривизны в потенциале взаимодействия, что важно для демонстрации объемного каналирования в отсутствие кривизны. Таким образом, наша система представляет собой многослойный планарный волновод с размером центрального канала d_0 и периодом d между соседними слоями, формирующими систему. В таком волноводе потенциал взаимодействия может быть записан в виде

$$V(r) = \sum_n V_n(r) = k_r^2 \left[-1 + \Delta \sum_n \delta\left(|r| - \frac{d_0}{2} - nd\right) \right], \quad (63)$$

где $\Delta \equiv \bar{\delta}_0 d$ — пространственно-усредненная поляризуемость вещества отражающей стенки, $k_r^2 = k^2 - k_z^2$, $\delta(x)$ — дельта-функция с аргументом x . С учетом граничных условий и симметрии потенциала можно заключить, что для центрального канала $|r| \leq d_0/2$ решение уравнения распространения в поперечной плоскости определяется простым соотношением

$$E_0(r) = \begin{cases} a \cos k_r r, & \text{четная мода,} \\ a \sin k_r r, & \text{нечетная мода.} \end{cases} \quad (64)$$

Затем можно найти решение волнового уравнения для первого слоя $d_0/2 \leq |r| \leq d_0/2 + d$ в виде суперпозиции волн, распространяющихся в противоположных направлениях: $E(r) = b \exp(ik_r r) + c \exp(-ik_r r)$. Вследствие периодичности потенциала (63), $V(r) = V(r + d)$, найденное решение должно подчиняться теореме Блоха $E(r + d) = \exp(i\kappa d)E(r)$, где κ — комплексный квазиимпульс: $\kappa \equiv \text{Re} \kappa + i \text{Im} \kappa$. Принимая во внимание этот факт и решая волновое уравнение при заданных граничных условиях, получаем следующее выражение для параметра κ :

$$\exp(2i\kappa d) - 2 \left[\cos k_r d - \frac{k^2 \Delta}{k_r} \sin k_r d \right] \exp(i\kappa d) + 1 = 0. \quad (65)$$

Соответственно, сшивая решения для волновой функции и ее производной в плоскости $|r| = d_0/2$, получаем дисперсионные соотношения для четной и нечетной мод каналированной волны

$$\begin{aligned} \tan \frac{k_r d_0}{2} &= -\frac{k^2 \Delta}{k_r} + \frac{\cos k_r d - \exp(i\kappa d)}{\sin k_r d}, \\ \cot \frac{k_r d_0}{2} &= \frac{k^2 \Delta}{k_r} - \frac{\cos k_r d - \exp(i\kappa d)}{\sin k_r d}. \end{aligned} \quad (66)$$

Последние сводятся к решению стандартной задачи на собственные значения и собственные функции для проблемы переноса излучения многослойной системой с периодом d как при наличии центральной щели ($d_0 \gg d$), так и в пространственно-изотропной среде ($d_0 = d$). Очевидно, что нас интересует конкретный случай узкого канала с $\{k_r d_0, k_r d\} \ll 1$, который соответствует многослойной нанотрубке. Волновые функции разрешенных мод в этом случае описываются выражением

$$E_n(r) \propto \begin{cases} \cos k_r r \exp(ik_z z), & -\frac{d_0}{2} \leq |r| \leq \frac{d_0}{2}, \\ \cos \frac{k_r d_0}{2} \frac{\exp(i\kappa r) \sin(k_r |\tilde{r}|) - \sin(k_r (|\tilde{r}| - d))}{\sin k_r d} \times \\ \times \exp[i(\kappa nd + k_z z)], & \frac{d_0}{2} + nd \leq |r| \leq \frac{d_0}{2} + (n+1)d, \end{cases} \quad (67)$$

где $|\tilde{r}| \equiv |r| - d_0/2 - nd$. Мы видим, что уравнения (66) имеют только четные решения с определенным квазиимпульсом

$$\exp(i\kappa d) \simeq 1 - \frac{k^2(d - d_0)}{2} \Delta. \quad (68)$$

Мнимая часть в выражении для квазиимпульса

$$\text{Im } \kappa = \frac{k^2}{2} \left(1 - \frac{d_0}{d} \right) \text{Re } \Delta$$

определяет зависимость амплитуды моды от расстояния до оси канала. Важно заметить, что четная мода существует при любом соотношении между размерами канала и отражающего слоя и характеризуется уменьшением порядка

$$\frac{k^3}{4} \left(1 - \frac{d_0}{d} \right)^2 \text{Re } \Delta \text{Im } \Delta$$

продольного фактора затухания $k_z = \sqrt{k^2 - k_r^2}$. Пространственное распределение имеет максимум в центре канала и локальные особенности вследствие туннелирования через потенциальный барьер слоев. Радиальная волновая функция в системе с выделенным центральным каналом и многослойной стенкой с периодом, в 2 раза меньшим размера канала, показана на рис. 13. Анализ этого распределения показывает, что наблюдается экспоненциальное затухание волны при увеличении расстояния от оси нанотрубки $\exp(-|\text{Im } \kappa| r)$, при этом некоторая структура проявляется вблизи стенок многослойной нанотрубки вследствие локальных максимумов волновой функции на стенках нанотрубки. Как видно из общего соотношения (68), для изотропной системы (без выделенных каналов, например, кристаллов) мы получаем $\text{Im } \kappa = 0$, что свидетельствует об отсутствии локализованной моды.

Ширина основной моды находится из соотношения $|\text{Im } \kappa|^{-1} \approx 100 - 1000 \text{ \AA}$ и может значительно превосходить диаметр канала нанотрубки ($\lesssim 100 \text{ \AA}$ даже в случае многослойной нанотрубки). Из-за малой толщины сте-

нок нанотрубки, как уже отмечалось, часть излучения при каналировании в центральном канале подвергается туннелированию через потенциальный барьер стенки. Простой анализ распространения излучения в таких системах показывает, что основная мода каналирования (основная связанная мода) будет присутствовать для любой подобной структуры, тогда как высокие моды могут быть подавлены для определенных размеров каналов. Потому нанотрубки представляют специальный интерес как волноводы с управляемыми модами. Более того, определенный интерес представляет изучение рассеяния излучения в наносистемах с многослойными стенками. В этом случае возможна дифракция волн, отраженных от различных слоев стенки, что может сильно повлиять на характер распределения излучения после прохождения наносистемы.

Уменьшение размеров капиллярных структур вместе с открытием нового класса природных наносистем — углеродных нанотрубок ставит проблему прохождения рентгеновских квантов через такие системы на качественно новую ступень. Анализ показывает, что в случае микронных диаметров каналов в механизме прохождения излучения немалую роль играет поверхностное каналирование квантов (часть излучения перераспределяется в канале, будучи захваченной в режим связанного состояния искривленной поверхностью). Такой механизм распространения существенным образом изменяет угловое распределение излучения после прохождения капиллярной системы. Уменьшение размера каналов до наномасштабов приводит к изменению механизма связанного распространения излучения в таких системах, а именно к переходу от поверхностного каналирования к объемному. Таким образом, в наноструктурах все излучение подвергается модовому распространению в противоположность пропусканию излучения микроструктурами, когда лишь часть излучения является связанной потенциалом взаимодействия.

Как было показано выше, тонкие углеродные наноструктуры могут служить основой для развития новых устройств, использующих модовый характер прохождения рентгеновского излучения через такие структуры, подобно известным волноводам при оптических частотах [108]. Конечно, эффективность наноматериалов для решения прикладных задач еще следует понять и изучить независимо от важности обсуждаемого явления с позиций фундаментальной физики.

7. Особенности перераспределения излучения капиллярными системами

С появлением капиллярных оптических элементов исследователи обратили внимание на возможность применения новой оптики для фокусировки синхротронного излучения [109–113]. Увеличение плотности синхротронного излучения с помощью капиллярной линзы впервые было продемонстрировано на синхротроне С-60 ФИАН [110] (параметры источника синхротронного излучения см. [114, 115]). Полученные в эксперименте результаты хорошо согласовывались с теоретическими оценками, выполненными в рамках геометрической оптики.

Теоретические расчеты, основанные на волновом подходе, показали, что в фокальном пятне симметричной монокапиллярной полулинзы должны проявляться структурные изменения (см. раздел 4.4) [87]. В последо-

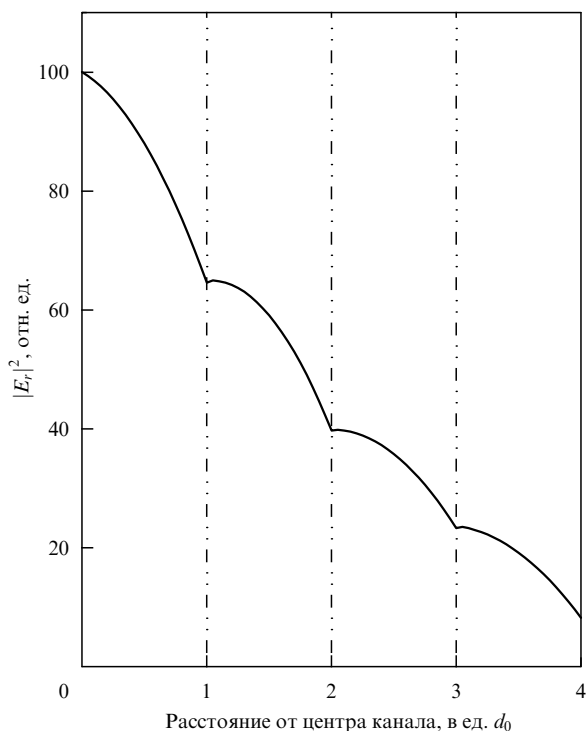


Рис. 13. Радиальное распределение излучения в многослойной наноструктуре, в которой размер центрального канала в 2 раза больше расстояния между формирующими наностенку слоями.

вавшей серии независимых экспериментов по фокусировке синхротронного излучения [116, 117] было обнаружено сильное перераспределение излучения за капиллярными линзами и получены первые интерференционные картинки.

В первом эксперименте использовалась монокапиллярная полулинза. Она была изготовлена из стеклянных монокапилляров по специальной технологии таким образом, что в поперечной плоскости капилляры были уложены в плотную гексагональную упаковку и их диаметры менялись непрерывно от входа к выходу. Диаметры нескольких сотен формирующих линзу каналов на входе и на выходе были равны 1,0 и 0,6 мм, длина полулинзы и ее фокальное расстояние — 45,5 и 40,0 мм соответственно, открытая площадь на входе составляла около 70 %.

Рентгеновское излучение отфильтровывалось по энергии, в результате чего из широкого энергетического спектра выделялась узкая полоса, а затем пропусклось через линзу. Все элементы системы располагались в вакуумной камере при давлении около 5×10^{-6} торр, что способствовало значительному подавлению рассеяния и поглощения первоначального пучка. Камера позволяла регистрировать излучение на различных расстояниях от выхода полулинзы (0–175 мм). Вертикальная угловая ширина пучка синхротронного излучения на полувысоте в максимуме составляла 1 мрад для длины волны 10 Å. Все эксперименты проводились на расстоянии 7 м от излучающей точки электронной орбиты. Угловая точность юстировки оси полулинзы вдоль рентгеновского пучка была не менее 2,5 мрад. В экспериментах пучок квантов фокусировался с площадки диаметром 30 мм на входе полулинзы в фокальное пятно диаметром менее 3 мм.

Эксперимент состоял из нескольких серий. Первая проводилась с монохроматическим пучком рентгеновских лучей с энергией фотона около 1 кэВ (длина волны 12,4 Å), распространяющимся в монокапиллярной системе. Рентгенограмма прошедшего через полулинзу излучения в фокальной плоскости после оцифровки представлена на рис. 14. Из графика видно, что фокальное пятно имеет явно выраженную структуру интерференционных максимумов. Диаметр всего фокального пятна, определенный по формуле (47), составляет 3 мм, что согласуется с данными эксперимента. Однако ширина центрального максимума, как видно из экспериментальных данных и как показывают расчеты, около 0,6 мм, т.е. составляет 1/5 диаметра пятна, оцененного в рамках геометрической оптики.

При повторении эксперимента с поликапиллярной системой картина менялась качественным образом. Распределение прошедшего излучения в фокусе представлено на рис. 15. Нетрудно заметить, что при этом все особенности предыдущего результата исчезают: вместо структурного фокального пятна наблюдается широкий максимум, геометрические размеры которого хорошо согласуются с оценками в рамках лучевой оптики.

Для проверки правильности полученных результатов была проведена новая серия экспериментов с монокапиллярными системами в пучке рентгеновских квантов ($\sim 1,5$ кэВ). В этих экспериментах исследовалось изменение наблюдаемой картины вследствие закрытия разных частей торца полулинзы. Результаты измерений для случаев с открытым торцом, закрытой центральной

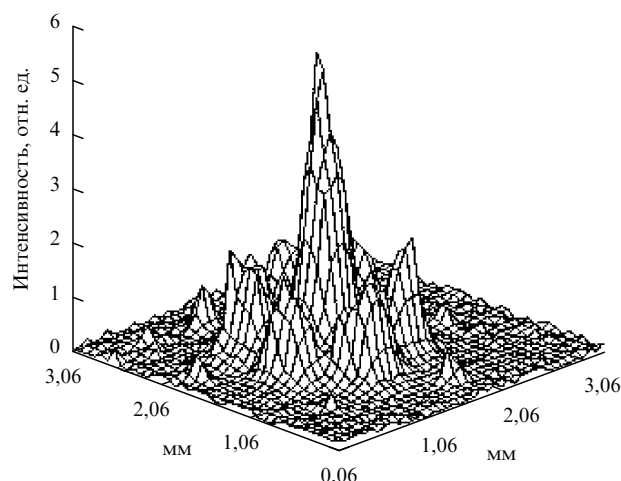


Рис. 14. Распределение излучения в фокусе монокапиллярной структуры. Моноструктура характеризуется упорядочением в поперечном расположении каналов.

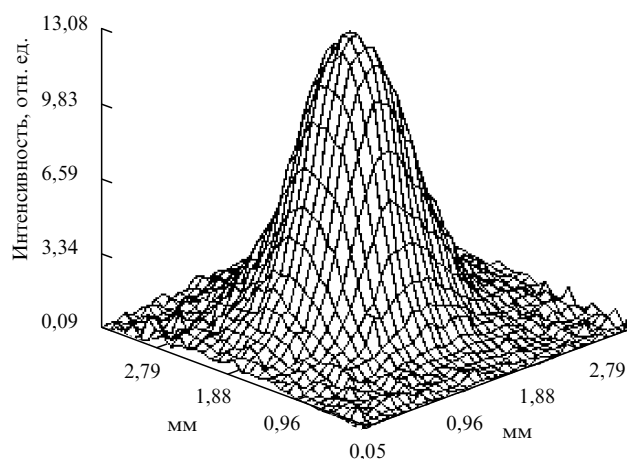


Рис. 15. Распределение излучения в фокусе поликапиллярной структуры. Полиструктура не имеет упорядочения в поперечном сечении.

частью торца и закрытым сектором подтвердили предположение, что интерференция в фокальном пятне есть следствие дифракции рентгеновских лучей в капиллярной полулинзе: несмотря на наличие маски, препятствующей прохождению излучения (закрытый сектор), интерференционная структура перекрывала классическую тень маски. Интересные результаты были получены также при сканировании пучка сфокусированного излучения с длиной волны $\lambda = 13,3$ Å за фокусом. Падающий пучок при этом заполнял не всю площадь входного торца полулинзы: с двух диаметрально противоположных концов оставались незаполненные излучением площади в виде полумесяцев с наибольшей толщиной, равной четверти радиуса торца. На выходном торце закрывались два центральных слоя капилляров. Оказалось, что в этом случае интерференционная картина резко меняется: вместо структуры с интерференционными максимумами наблюдается структура, где на фоне диффузного пятна проявляется множество ярких прямых линий (наподобие линий Кикучи в рентгенограммах кристаллов). Линии, пересекаясь, передают симметрию каналов капиллярной структуры.

Подобная картина наблюдалась также и в случае конической монокапиллярной системы. На рисунке 16

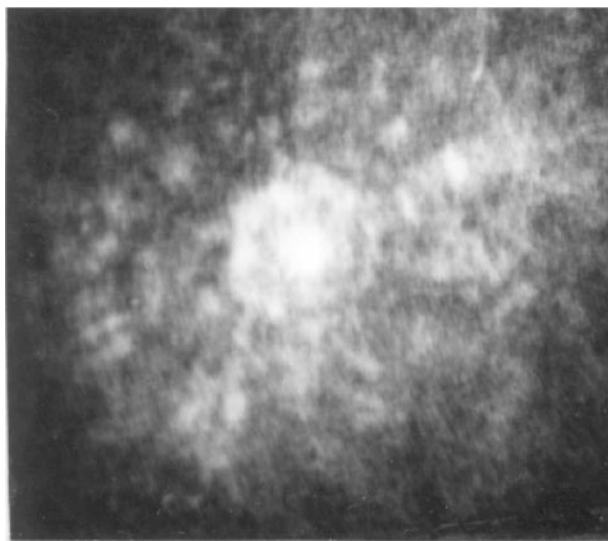


Рис. 16. Рентгенограмма фокального пятна конической монокапиллярной системы.

представлена рентгенограмма фокального пятна, зарегистрированного для пучка синхротронного излучения с энергией $\sim 1,5$ кэВ. Как и в других случаях с симметрией в поперечном расположении каналов, хорошо прослеживается структура с максимумом в центре пятна и гексагональной симметрией побочных максимумов на фоне размытой диффузной картины.

При распространении рентгеновских квантов в капиллярах мы имеем дело с малоугловым многократным отражением. В связи с этим правильно будет рассматривать взаимодействие поперечной волны электромагнитного излучения со стенками каналов, считая продольную волну почти неизменной. При этом длина поперечной волны значительно больше длины волны излучения. Вместе с тем из-за малости углов скольжения фотоны, распространяясь в канале, будут заполнять, в основном, только узкую околостеночную область, т.е. эффективный канал, в котором движутся фотоны, имеет очень малые поперечные размеры, намного меньше диаметра канала. Таким образом, реальные размеры каналов (коридоров) распространения и длины волн взаимодействия становятся сравнимыми, что делает возможным проявление волновых свойств рентгеновского излучения при прохождении через периодические капиллярные структуры. Разумеется, часть излучения распространяется не вдоль стенок каналов, а заполняет большую поперечную площадь каналов: эта часть подчиняется законам геометрической оптики и не участвует в создании интерференционной картины.

Как показали теоретические расчеты, необходимые условия для наблюдения интерференции в фокусе капиллярных фокусирующих систем, являются очень жесткими. Первое необходимое условие — строгая периодичность в поперечном сечении капиллярной системы. Нарушение данного условия приводит к исчезновению интерференции рентгеновских волн, прошедших систему. Этот факт был подтвержден в эксперименте по фокусировке синхротронного излучения поликапиллярной полулинзой. Напомним, что поликапиллярная система отличается от монокапиллярной наличием внутри каждого "макроканала" множества "микрочана-

лов", расположение которых не соответствует симметрии в соседних макроканалах.

Необходимо также, чтобы капиллярные системы фокусировали излучение на одном и том же фокальном расстоянии. Если разные слои капилляров упаковки имеют свои фокусы, то интерференция лучей не проявляется. Последний факт был тщательно изучен на специально изготовленных полулинзах [118].

Высокие требования предъявляются и к организации эксперимента, поскольку для получения достоверных результатов необходима точная юстировка фокусирующей системы по пучку. Об этом свидетельствуют зависимости интенсивности сфокусированного излучения от угла между пучком синхротронного излучения и осью полулинзы, полученные для разных расходимостей падающего пучка. Расчеты показывают, что разъюстировка, равная критическому углу ПВО θ_c , приводит к уменьшению интенсивности в фокальном пятне для параллельного пучка ($\Delta\theta = 0$) на 5 %, а для пучков с расходимостями $\Delta\theta = \theta_c$ и $\Delta\theta = 2\theta_c$ — на 40 и 50 % соответственно. При этом следует учитывать, что даже при идеальной юстировке по пучку интенсивность падает на 10 и 50 % для расходимостей в критический и в два критических угла соответственно. Если же ошибка в выставлении по пучку составляет всего лишь $2\theta_c$, то интенсивность излучения в фокальном пятне практически падает до нуля для всех случаев. Результаты эксперимента по пропусканию пучка рентгеновского излучения через капиллярные полулинзы подтвердили теоретические данные: при вариации угла между пучком и системой в 2,5 мрад коэффициент пропускания менялся почти на 15 %.

На синхротронном канале С-60 была проведена также серия экспериментов по фокусировке мягкого рентгеновского излучения отдельными капиллярами [55, 56, 82]. Интересный результат получен при фокусировке излучения двумя специальным образом изогнутыми капиллярами, которые сводили пучки прошедшего через них излучения в одной и той же плоскости. Параметры системы определялись оптимизацией проблемы как для выполнения необходимых физических условий, так и с технической точки зрения (когда размеры системы не являются слишком миниатюрными). Установка и юстировка системы обеспечивали на входе минимально возможные углы между направлением излучения и касательными к продольным осям капилляров. При этом в систему входила диафрагма, располагавшаяся на входе капиллярной системы, с помощью которой капилляры "облучались" либо последовательно, либо одновременно. В обоих случаях фокусировка происходила в одно и то же место, что позволило сравнить характеристики распределения интенсивности излучения за системой из двух капилляров. Система детектирования давала возможность провести оцифровку получаемого изображения, благодаря которой удалось построить экспериментальную кривую, описывающую разницу в распределении излучения для двух описанных случаев (рис. 17). Как и следовало ожидать, результат соответствует интерференционному члену в интеграле сфокусированного излучения при одновременном облучении капилляров. Другими словами, наблюдается явное перераспределение излучения за счет суперпозиции волн. Возможность проявления волновых свойств рентгеновского излучения после прохождения через капиллярные или подобные

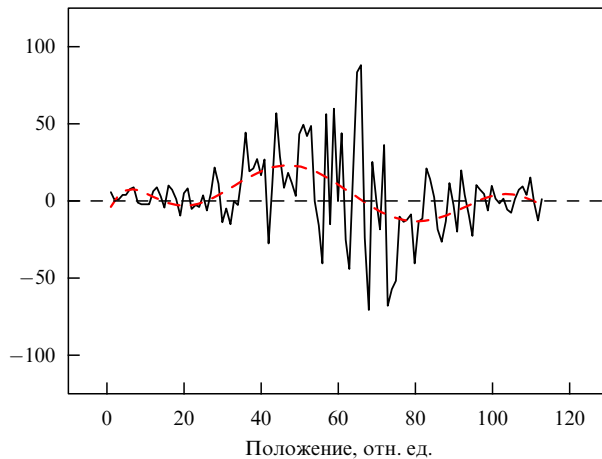


Рис. 17. Кривая интерференции для случая оптической системы, состоящей из двух изогнутых микрокапилляров.

системы обсуждалась также и в последующих независимых работах [81, 119–121].

Недавно было продемонстрировано, что при определенных условиях можно наблюдать уменьшение угловой расходимости рентгеновского пучка после прохождения капиллярной системы [65]. Обнаружено сильное отличие между значениями угловой расходимости FWHM, наблюдаемыми в эксперименте и предсказываемыми лучевой теорией распространения излучения в капиллярах (рис. 18). Так, ожидаемая расходимость пучка синхротронного излучения оценивалась величиной порядка $2\theta_c \simeq 0,9^\circ$ для энергии 4 кэВ. Эта величина превосходит как экспериментально наблюдаемую ($\text{FWHM}_{\text{exp}}[4 \text{ кэВ}] = 0,28^\circ$), так и величину после подгонки по Гауссу ($\text{FWHM}_G[4 \text{ кэВ}] = 0,22^\circ$). Аналогичный эффект имеет место также и для более жесткого излучения и свидетельствует о существенном перераспределении излучения, рассеиваемого внутри каналов капиллярных систем. Полученное расхождение в результатах может быть объяснено волновым характером рассеяния рентгеновского излучения в капиллярных структурах. Последний факт является еще одним доказательством, что лучевое приближение в описании процесса прохождения излучения через капиллярные системы, являясь

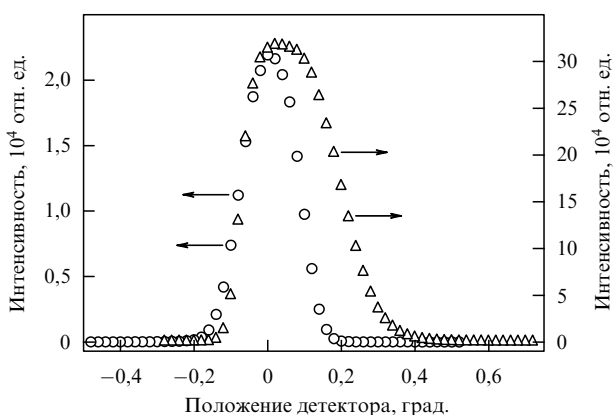


Рис. 18. Экспериментально измеренная угловая расходимость излучения после прохождения капиллярной системы: ○ — 8 кэВ@Cu-трубка, Δ — 4 кэВ@СИ.

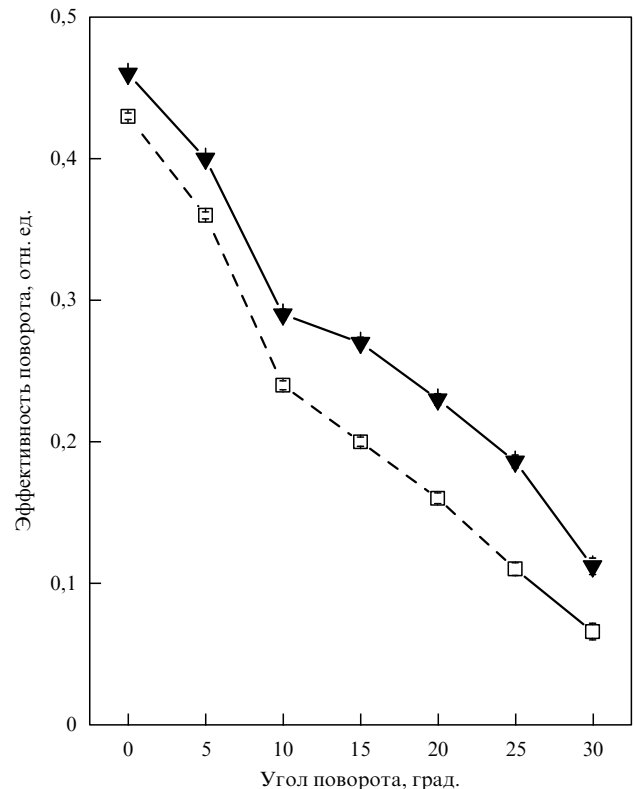


Рис. 19. Эффективность отклонения пучка тепловых нейтронов ($\lambda \simeq 5 \text{ Å}$) с помощью поликапиллярного (60 капилляров) бендера размером $150 \times 30 \times 0,5 \text{ мм}$ в зависимости от угла изгиба системы без фильтра (□) и с Ве-фильтром (▼).

хорошим инструментом для оценки эффективности пропуска излучения капиллярами, может привести к грубым ошибкам при расчетах угловых и пространственных характеристик излучения.

Интересно заметить, что особенности в распространении излучения в капиллярах были обнаружены также в экспериментах по отклонению пучков тепловых нейтронов ($\lambda \simeq 5 \text{ Å}$) с помощью специальных бендеров (рис. 19) [122, 123]. В экспериментально измеренной зависимости интенсивности пучка нейтронов после прохождения через изогнутую систему поликапилляров прослеживается явное изменение градиента кривой: вплоть до углов отклонения порядка 10° наблюдается резкий спад эффективности транспортировки, затем происходит более замедленное уменьшение числа нейтронов на выходе из оптической системы при увеличении угла поворота. Такое поведение кривой не объясняется характеристиками бендера и не может быть описано в рамках лучевой оптики. Возможным объяснением может служить тот факт, что при прохождении излучения через изогнутые каналы поликапилляров часть пучка (пусть даже незначительная!) подвержена связанному распространению вдоль внутренней поверхности каналов (что описывается волновой механикой) и способна оставаться в режиме каналирования при достаточно ощутимом изгибе поликапилляра, тогда как основная часть излучения движется вдоль канала, отражаясь от стенок по законам геометрической оптики, и больше подвержена "деканалированию" (когда углы скольжения превосходят угол Френеля). Последняя превалирует в общем потоке излучения в поликапилляре, что и проявляется

при малых углах отклонения. Из-за разности скоростей деканализирования рассмотренных частей излучения при увеличении угла изгиба и может наблюдаться такой эффект. Справедливость такой интерпретации подтверждается и теоретическими работами по квантовомеханическому описанию процесса распространения нейтронного пучка в каналах капиллярных систем [124, 125].

8. Применение капиллярной оптики

Бурное развитие рентгеновской оптики поставило перед физиками много проблем, связанных с возможностью фокусировки излучения и увеличения концентрации потока нейтральных частиц. Неизбежные энергетические потери, имеющие место для широко известных методов управления пучками рентгеновских квантов, обусловили необходимость поиска новых систем формирования пучков нейтральных частиц.

Венцом многочисленных исследований стало рождение в середине 80-х годов рентгеновской поликапиллярной оптики. Основной принцип, заложенный в новую оптику, заключался в высокой эффективности отражения рентгеновских лучей при скользящем падении на поверхность вещества. В качестве устройства управления было предложено использовать системы полых стеклянных капилляров, в которых, как в каналах, распространялись бы рентгеновские кванты посредством многократного ПВО.

За последние 15 лет рентгеновская капиллярная оптика из очень красивой и простой идеи выросла в самостоятельное, интенсивно исследуемое направление в оптике. Уже создана и совершенствуется далее технология производства монокапилляров и поликапилляров, а также сборных и цельнотянутых капиллярных систем (на сегодняшний день насчитывается уже четыре поколения капиллярных линз). В отличие от обычных методов фокусировки рентгеновского излучения новая капиллярная оптика дает возможность реально управлять пучками рентгеновских лучей. Капиллярные линзы позволяют фокусировать излучение, переводить расходящийся пучок квантов в квазипараллельный и, наоборот, сжимать параллельный пучок, фильтровать излучение по длинам волн и т.д. [126–136].

Задача обрезания жесткой части электромагнитного излучения является проблемной в радиационной физике. Фильтрацию жесткой части спектра рентгеновского излучения можно осуществить с помощью капиллярных систем. Механизм фильтрации связан с тем фактом, что фотон распространяется внутри каналов, многократно отражаясь от стенок, при условии малости скользящего угла ($\theta \leq \theta_c$). Поскольку критический угол ПВО $\theta_c \propto \omega^{-1}$ (ω — энергия фотона), то, выбирая определенную геометрию системы, можно добиться, чтобы для высокоэнергетической части пучка квантов нарушалось условие каналирования (распространения внутри канала), и эта часть пучка будет обрезана. Но так как коэффициент однократного отражения в случае фиксированного угла скольжения уменьшается с увеличением энергии квантов, то при многократном отражении, естественно, жесткая часть излучения будет опять подавлена. Используя тот же принцип, можно осуществить монохроматизацию полихромного пучка излучения [110].

Другим очень важным свойством капиллярных оптических элементов является принципиальная возмож-

ность получения большей светосилы по сравнению с другими оптическими приборами рентгеновского диапазона, что позволяет использовать капиллярные системы для передачи информации и изображения, а также для создания рентгеновского микроскопа с высоким разрешением и высокой плотностью излучения.

Необходимо отметить перспективность применения капиллярной оптики в рентгеновской литографии. Использование капиллярных систем позволит получить мощные широкие пучки рентгеновских квантов с очень малым углом расходимости ($\sim \theta_c$), а также создать мощные источники мягкого рентгеновского излучения для литографии [110].

Несомненно важным для применения является возможность подавления рассеянного излучения с помощью капиллярных систем, а также уменьшения дозы облучения без ухудшения исследуемых параметров [110, 137, 138].

Очевидно, что рентгеновская капиллярная оптика может быть использована во всех областях, где необходимо увеличить плотность потока рентгеновских лучей и, вообще, где необходим контроль за рентгеновским излучением (см. специальные выпуски, посвященные капиллярным оптическим системам [139, 140]). Основными из них являются следующие:

- создание нового класса медицинских приборов (маммографы и ангиографы) для ранней диагностики онкологических и кардиологических заболеваний: использование капиллярных систем позволит уменьшить дозу облучения в сотни раз и обнаружить опухоль размером порядка 100 мкм и меньше [110, 137–142];

- создание новых типов микроскопов и томографов с разрешением на уровне 0,1 мкм для биологии и смежных с ней областей [143];

- создание приборов для элементного микроанализа (с пределом регистрации $\sim 10^{-13}$ г), передачи изображения, исследования кристаллов, для усовершенствования дифрактометров: чувствительность приборов и скорость получения информации увеличатся в десятки раз [110, 143–151];

- рентгеновская литография для производства интегральных схем с разрешением на уровне 0,1–0,2 мкм [143];

- проектирование новых рентгеновских источников мощностью ~ 10 Вт с эффективным фокальным пятном менее 20 мкм (импульсы излучения $\sim 10^{13}$ фот с^{-1} , что соответствует интегральной интенсивности $\sim 10^7$ – 10^8 фот с^{-1});

- рентгеновская астрономия: появляется возможность создания новых типов телескопов рентгеновского диапазона и т.д. [143].

Как известно, синхротроны являются наиболее интенсивными источниками квазипараллельного рентгеновского излучения [152, 153]. Средняя плотность синхротронного излучения, получаемая на современных накопительных кольцах, может достигать 10 Вт см^{-2} . Использование капиллярных оптических структур позволит увеличить плотность потока излучения в десятки и сотни раз, что повышает потенциал использования синхротронного излучения в задачах спектроскопии и дифрактометрии [154–161].

Несомненный интерес представляет управление пучками тепловых нейтронов с помощью систем капилляров. Эта идея впервые была реализована на практике в

виде первой нейтронной капиллярной линзы [162, 163]. С тех пор на реакторах России, США, Германии и Франции проводились исследования по фокусировке и отклонению пучков нейтронов, которые показали, что выполненные по определенной технологии капиллярные системы способны фокусировать пучок с увеличением плотности более чем на 2 порядка [164–166] и эффективно (25–30 %) отклонять пучки до $\sim 20^\circ$ при длине системы в 15 см [122, 123].

Хотелось бы отметить также другую принципиально новую возможность использования капиллярных цельнотянутых систем. Оказывается, что изготовленные по определенной технологии капиллярные системы могут представлять значительный интерес как волноводы не только рентгеновского диапазона, но и оптического. В последние годы ведутся интенсивные исследования по созданию нового класса оптических волноводов — дырчатых волноводов [167]. Конструктивно рентгеновские капиллярные системы и дырчатые волноводы одинаковы: и те и другие состоят из плотноупакованных стеклянных капилляров. Однако имеется принципиальное отличие: тогда как в дырчатых волноводах излучение распространяется в стеклянной среде (за счет явления полного внутреннего отражения), в рентгеновских капиллярных системах излучение проходит через полую часть капилляров (явление полного внешнего отражения). Очевидно, что "прозрачность" таких систем для пропускания излучения должна быть максимально возможной или, другими словами, что в рентгеновских капиллярных системах добиваются максимально возможного отношения площади полых каналов к площади, занимаемой стенками между каналами, в то время как для дырчатых волноводов чаще всего это отношение должно быть малым. Последнее и определяет требования к технологии производства капиллярных структур для создания дырчатых волноводов и рентгеновских (или нейтронных) капиллярных систем. Периодичность расположения каналов в поперечной плоскости волноводов может привести к интерференционным эффектам при прохождении рентгеновских квантов и к одномодовому режиму распространения излучения в широком оптическом диапазоне частот. Объединяющим при этом является то, что такие волноводы позволяют свести к минимуму потери мощности излучения в обоих рассматриваемых диапазонах.

9. Заключение

Исследования по капиллярной оптике выявили ряд особенностей в прохождении рентгеновских лучей через капиллярные системы. Приближение геометрической оптики, часто используемое для расчета характеристик прохождения излучения через капиллярные системы, применимо лишь в том случае, когда число волновых мод достаточно велико, для того чтобы суммирование по отдельным модам можно было заменить интегрированием по углам. Уменьшение мощности излучения, передаваемого капиллярными системами, обусловлено, в основном, поглощением излучения стенками капиллярных каналов. Вследствие поверхностного каналирования рентгеновских квантов при движении в капиллярных каналах когерентное рассеяние может происходить при углах, меньших углов падения относительно стенок каналов. При этом угловое распределение имеет макси-

мум в направлении когерентного рассеяния и уширяется из-за диффузного (некогерентного) рассеяния излучения на шероховатостях поверхности. Расходимость рентгеновского излучения за капиллярными системами может быть уменьшена при определенной корреляции между параметрами пучка и оптической системы. Таким образом, исследования последних лет показали, что капиллярные системы, будучи весьма эффективными для увеличения плотности потока излучения, могут представлять интерес и для изучения процессов рассеяния излучения поверхностями различной гладкости и кривизны.

Весьма интересен в плане фундаментальных исследований переход от капилляров с микроканалами к нанотрубкам, которые можно рассматривать как нанокапилляры. В соответствии с результатами исследований последних лет столь сильное изменение диаметра каналов приводит к качественному изменению процесса распространения излучения в таких структурах, а именно, если распространение излучения в микрокапиллярах представляет собой поверхностное каналирование квантов вблизи внутренней стенки капилляра, то в нанокапиллярах мы имеем дело с объемным каналированием квантов. Прикладной интерес к использованию нанокапилляров весьма высок хотя бы потому, что такие системы позволяют эффективно управлять пучками не только рентгеновского, но и γ -излучения, пучками не только тепловых нейтронов, но и быстрых. Однако, если в производстве микрокапиллярных структур уже имеется прорыв и микрокапиллярная оптика находит все большее и большее применение, то в производстве наноструктур еще предстоит решить ряд технологических проблем.

Рентгеновская (впрочем, как и нейтронная) оптика сегодня — это уже давно самостоятельная область физики, переживающая новый этап развития. Этот факт объясняется тесной связью с передовыми технологиями; наметившийся спад в исследованиях, который был обусловлен технологическими трудностями, преодолен. В последнее время получило развитие новое направление рентгеновской оптики — капиллярная оптика (часто в литературе еще используется термин "поликапиллярная оптика"). Капиллярная оптика впервые позволила реально управлять рентгеновским излучением в широком диапазоне частот. Новая оптика, выгодно отличаясь от других методов фокусировки рентгеновского излучения светосилой, позволяет монохроматизировать пучок излучения, эффективно поворачивать его на большие углы, переводить расходящийся пучок в параллельный и наоборот и, наконец, фокусировать излучение с увеличением интенсивности на два-три и более порядков. Все это заметно расширило список прикладных задач, в которых рентгеновская оптика позволит сделать реальный прорыв. Кроме отмеченного выше капиллярные системы представляют собой новые интерференционные элементы. Проявление волновых свойств в таких макроструктурах представляет несомненный интерес, поскольку характеристиками интерференции можно реально управлять. Интересной представляется возможность использования капилляров и систем капилляров в качестве рентгеновских волноводов. Внимание исследователей к рентгеновской капиллярной оптике обусловлено, прежде всего, многочисленными приложениями новой оптики как в чисто научных задачах, так и прикладных. Использование капиллярных структур при-

носит свои плоды в экспериментах по дифрактометрии, по трехмерному элементному анализу, по управлению пучками синхротронного излучения, по созданию новых мощных источников рентгеновского излучения и т.д. Получены первые положительные результаты применения капиллярной оптики в рентгеновской литографии, а также при передаче изображения. Пока эти результаты получены в лабораторных условиях, однако в ближайшее время на их основе будут созданы опытные образцы. Наиболее обширная часть исследований касается вопросов применения новой оптики в медицине, в частности в маммографии и ангиографии, а также в бор-нейтронной терапии (капиллярная оптика является мощным инструментом по управлению пучками тепловых нейтронов). Исследования в этих направлениях позволяют надеяться на создание в ближайшее время новых медицинских приборов по ранней диагностике онкологических и сердечно-сосудистых заболеваний, а также приборов по радиотерапии.

В заключение мне хотелось бы выразить благодарность всем моим коллегам по Лаборатории электронов высоких энергий ФИАНа, Институту рентгеновской оптики и Национальной лаборатории Фраскати (Италия), без активного участия которых невозможно было бы получение представленных результатов. Я хотел бы особо отметить вклад безвременно ушедшего М.Н. Якименко, который способствовал интенсивным исследованиям по изучению свойств капиллярных оптических элементов на источнике синхротронного излучения С-60. Я благодарен А.А. Комару и В.А. Исакову за полезные замечания при подготовке работы.

Данная работа выполнена при поддержке Российской федеральной программы "Интеграция".

Список литературы

- Röntgen W K *Sitzungsber. Würzburger Phys. Med. Gesellschaft* 1 (1895)
- Гернек Ф *Пионеры атомного века. Великие исследователи от Максвелла до Гейзенберга* (М.: Прогресс, 1974)
- Шмаль Г, Рудольф Д *Рентгеновская оптика и микроскопия* (М.: Мир, 1987)
- Мишлетт А Г *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (М.: Мир, 1989)
- Turcu I C E, Dance J B *X-Rays from Laser Plasmas: Generation and Applications* (Chichester: Wiley, 1999)
- Attwood D T *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999)
- Fridrich W, Knipping P, von Laue M *Sitzungsber. Bayer. Akad. Wiss.* 303 (1912)
- Compton A H *Philos. Mag.* 45 1121 (1923)
- Jentsch F *Phys. Z.* 30 268 (1929)
- Kirkpatrick P, Baez A V *J. Opt. Soc. Am.* 38 766 (1948)
- Wolter H *Ann. Phys. (Leipzig)* 10 286 (1952)
- Spiller E *Appl. Phys. Lett.* 20 365 (1972)
- Rowland H A *Philos. Mag.* 13 469 (1882)
- Hutley M C *Diffraction Gratings* (Techniques of Physics, Vol. 6) (London: Academic Press, 1982)
- Виноградов А В *Зеркальная рентгеновская оптика* (Л.: Машиностроение, 1989)
- Джеймс Р *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей* (М.: ИЛ, 1950)
- Kumakhov M A, Komarov F F *Phys. Rep.* 191 289 (1990)
- McGraw-Hill Yearbook of Science and Technology* Vol. 487 (New York: McGraw-Hill, 1993)
- Андервуд Дж Х, Атвуд Д Т *УФН* 151 105 (1987)
- Henke B L et al. *Atom. Data Nucl. Data Tables* 27 1 (1982)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
- Виноградов А В, Кожевников И В *Труды ФИАН* 196 18 (1989)
- Riekel C *Rep. Prog. Phys.* 63 233 (2000)
- Зимкина Т М, Фомичев В А *Ультратонкая рентгеновская спектроскопия* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1971)
- Bass F G, Fuks I M *Wave Scattering from Statistically Rough Surfaces* (New York: Pergamon Press, 1979)
- Барби Т "Многослойные структуры в рентгеновской оптике", в сб. *Рентгеновская оптика и микроскопия* (Под ред. Г Шмаля, Д Рудольфа) (М.: Мир, 1987)
- Тэтчин Р "Теория оптимизации зонной пластинки", в сб. *Рентгеновская оптика и микроскопия* (Под ред. Г Шмаля, Д Рудольфа) (М.: Мир, 1987)
- Snigirev A et al. *Nature* 384 49 (1996)
- Lengeler B et al. *J. Appl. Phys.* 84 5855 (1998)
- Lengeler B et al. *Appl. Phys. Lett.* 74 3924 (1999)
- Piestrup M A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* 173 170 (2001)
- Pearlman J S, Benjamin R F *Appl. Opt.* 16 94 (1977)
- Плоткин М Е, Слемзин В А, Препринт № 213 (М.: ФИАН, 1985)
- Виноградов А В, Зорев Н Н, Кожевников И В "О предельных возможностях оптики мягкого рентгеновского диапазона", в сб. *Классические и квантовые эффекты в электродинамике* (Труды ФИАН, Т. 176, Отв. ред. А А Комар) (М.: Наука, 1986)
- Kumakhov M A *Nucl. Instrum. Meth. B* 48 283 (1990)
- Hirsch P B, Kellar J *Proc. Phys. Soc. London Ser. B* 64 369 (1951)
- Pound E, Rebka C *Phys. Rev. Lett.* 3 439 (1959)
- Мамонтов Е А *Заводская лаборатория* 26 496 (1960)
- Marton J *Appl. Phys. Lett.* 9 194 (1966)
- Mallozzi F et al. *J. Appl. Phys.* 45 1891 (1974)
- Ананьин О и др., Авт. свид. СССР № 520863 (1974); *Бюлл. изобрет.* (11) 229 (1974)
- Mosher D, Stephanakis S *Appl. Phys. Lett.* 29 105 (1976)
- Кумахов М А, Авт. свид. СССР № 1322888 (1984)
- Кумахов М А *Излучение канализованных частиц в кристаллах* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
- Виноградов А В и др. *ЖТФ* 55 244 (1985)
- Виноградов А В и др. *ЖТФ* 55 567 (1985)
- Комаров Ф Ф и др. *Поверхность: Физ., хим., мех.* (6) 31 (1986)
- Stern E A et al. *Appl. Opt.* 27 5135 (1988)
- Engström P et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* 302 547 (1991)
- Thiel D J et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* 317 597 (1992)
- Marcuse D *Theory of Dielectrical Optical Waveguides* (New York: Academic Press, 1964)
- Dabagov S B et al. *J. Synchrotron Radiat.* 2 132 (1995)
- Dabagov S B et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* 108 213 (1996)
- Tatarskii V I *Wave Propagation in a Turbulent Medium* (New York: McGraw-Hill, 1961)
- Dabagov S B et al. *Proc. SPIE* 3444 486 (1998)
- Dabagov S B et al. *Appl. Opt.* 39 3338 (2000)
- Боголюбов Н Н, Митропольский Ю А *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний* (М.: Физматгиз, 1958)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1973)
- Бабич В М, Буддырев В С *Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн: Метод эталонных задач* (М.: Наука, 1972)
- Яковлев Г Д *Таблицы функций Эйри* (М.: Наука, 1969)
- Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* (Под ред. М Абрамовица, И Стиган) (М.: Наука, 1979)
- Glauber R J *Phys. Rev.* 131 2766 (1963)
- Dabagov S B et al. *Proc. SPIE* 3444 486 (1998)
- Alexandrov Yu M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* 134 174 (1998)
- Cappuccio G et al. *Appl. Phys. Lett.* 78 2822 (2001)
- Kimball J C, Bittel D J *Appl. Phys.* 74 877 (1993)
- Cappuccio G, Dabagov S B *Proc. SPIE* 4138 88 (2000)
- Compton A H, Allison S K *X-Rays in Theory and Experiment* (New York: D. Van Nostrand Co., 1935)
- Dabagov S B, Kumakhov M A *Proc. SPIE* 2515 124 (1995)
- Дабагов С Б, Огнев Л И *ЖТФ* 58 1695 (1988)
- Dabagov S B, Ogniev L I *Nucl. Instrum. Meth. B* 30 185 (1988)
- Дабагов С Б, Огнев Л И *ЖТФ* 58 256 (1988)
- Fleck J A (Jr), Morris J R, Feit M D *Appl. Phys.* 10 129 (1976)
- Sziklas E A, Siegman A E *Appl. Opt.* 14 1874 (1975)
- Аркадьев В А и др. *УФН* 157 493 (1989)
- Kumakhov M A et al., Preprint IROS-1/94 (Moscow: IROS, 1994)
- Lindhard J K. *Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.* 34 (14) (1965) [Перевод на русский язык: *УФН* 99 249 (1969)]
- Thompson M W *Contemp. Phys.* 9 375 (1968) [Перевод на русский язык: *УФН* 99 297 (1969)]
- Gemmell D S *Rev. Mod. Phys.* 46 129 (1974)

80. Dabagov S B, Kumakhov M A, Nikitina S V *Phys. Lett. A* **203** 279 (1995)
81. Artemiev N et al. *Phys. Scripta* **57** 228 (1998)
82. Dabagov S B, Marcelli A *Appl. Opt.* **38** 7494 (1999)
83. Kukhlevsky S V et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **168** 276 (2000)
84. Dabagov S B, in *X-Ray and Inner-Shell Processes* (AIP Conf., Vol. 652, Eds A Bianconi, A Marcelli, N L Saini) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2003) p. 89
85. Dabagov S B et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **187** 169 (2002)
86. Dabagov S B et al. *Proc. SPIE* **4138** 79 (2000)
87. Дабегов С Б, в кн. *Отчет НИР ФИРОС* (Нальчик – Москва: ФИРОС, 1992)
88. Chien Liu, Golovchenko J A *Phys. Rev. Lett.* **79** 788 (1997)
89. Spiller E, Segmüller A *Appl. Phys. Lett.* **24** 60 (1974)
90. Smith N V, Howells M R *Nucl. Instrum. Meth. A* **347** 115 (1994)
91. Насонов Н Н *Письма в ЖТФ* **16** 982 (1979)
92. Жеваго Н К, Рязанов М И *ФТТ* **26** 131 (1986)
93. Высоцкий В И, Кузьмин Р Н *ЖЭТФ* **95** 2011 (1988)
94. Жеваго Н К, Глебов В И *ЖЭТФ* **118** 579 (2000)
95. Kumakhov M A *Proc. SPIE* **4155** 2 (2000)
96. Saito R, Dresselhaus G, Dresselhaus M S *Physical Properties of Carbon Nanotubes* (London: Imperial College Press, 1998)
97. Burattini E, Dabagov S B *Nuovo Cimento B* **116** 361 (2001)
98. Burattini E, Dabagov S B, Monti F *Nuovo Cimento B* **117** 769 (2002)
99. Iijima S *Nature* **354** 56 (1991)
100. Ajayan P M, Iijima S *Nature* **361** 333 (1993)
101. Iijima S, Ichihashi T *Nature* **363** 603 (1993)
102. Zhevago N K, Glebov V I *Phys. Lett. A* **250** 360 (1998)
103. Dedkov G V *Nucl. Instrum. Meth. B* **143** 584 (1998)
104. Klimov V V, Letokhov V S *Phys. Lett. A* **222** 424 (1996)
105. Klimov V V, Letokhov V S *Phys. Lett. A* **226** 244 (1997)
106. Bellucci S et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **202** 236 (2003); physics/0208081
107. Biryukov V M, Bellucci S *Phys. Lett. B* **542** 111 (2002)
108. Yablanovitch E *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059 (1987)
109. Fayazov R F et al., Preprint IAE-5432/14 (Moscow: IAE, 1991)
110. Kumakhov M A (Ed.) *Optics of Beams* (Moscow: IROS, 1993)
111. Bilderback D H, Hoffman S A, Thiel D J *Synch. Rad. News* **7** 27 (1994)
112. Ullrich J B et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **347** 401 (1994)
113. Welna C, Chen G J, Cerrina F *Nucl. Instrum. Meth. A* **347** 344 (1994)
114. Куликов О Ф *Труды ФИАН* **80** 3 (1975)
115. Александров Ю М и др., Препринт № 71 (М.: ФИАН, 1988)
116. Nikitina S V et al. *Proc. SPIE* **2278** 191 (1994)
117. Aleksandrov Yu M, Yakimenko M N *Nucl. Instrum. Meth. A* **359** 12 (1995)
118. Dabagov S B et al. *Proc. SPIE* **2515** 506 (1995)
119. Vincze L et al. *X-Ray Spectrom.* **24** 27 (1995)
120. Kukhlevsky S V, Kozma L, Negrea K J. *Mod. Opt.* **43** 2595 (1996)
121. Kukhlevsky S V et al. *Appl. Opt.* **39** 1059 (2000)
122. Ioffe A, Dabagov S B, Kumakhov M A *Neutron News* **6** 20 (1995)
123. Dabagov S B, Marcelli A, Kumakhov M A *Proc. SPIE* **4155** 86 (2000)
124. Calvo M L J. *Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1666 (2000)
125. Rohwedder B *Phys. Rev. A* **65** 043619 (2002)
126. Filimonov A G et al., Preprint IAE-5430/11 (Moscow: IAE, 1991)
127. Аркадьев В А, Кумахов М А, Фаязов Р Ф, в сб. *Тезисы докладов 3-й Всесоюз. конф. по излучению рел. част. в кристаллах* (Нальчик, 1988) с. 185
128. Filimonov A G et al., Preprint IAE-5431/11 (Moscow: IAE, 1991)
129. Джангобегов Р П, в сб. *Тезисы докладов 1-й Всесоюз. конф. по опти. обработке информации* (Ленинград, 1988) с. 123
130. Fayazov R F, Kumakhov M A, in *Abstr. the IV-th All-Union Conf. on Intern. of Rad. with Solids* (Moscow – Nalchik, 1990) p. 94
131. Kovantsev V E et al., in *Abstr. the IV-th All-Union Conf. on Intern. of Rad. with Solids* (Moscow – Nalchik, 1990) p. 97
132. Bukreev S S, Kumakhov M A, Ponomarev I Yu, in *Abstr. the IV-th All-Union Conf. on Intern. of Rad. with Solids* (Moscow – Nalchik, 1990) p. 99
133. Furuta K et al. *Rev. Sci. Instrum.* **64** 135 (1993)
134. Lei Wang et al. *J. Appl. Phys.* **80** 3628 (1996)
135. Chen G-J et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **347** 407 (1994)
136. Ullrich J B, Kovantsev V E, MacDonald C A J. *J. Appl. Phys.* **74** 5933 (1993)
137. Kumakhov M A, Shovkun V Ya, Preprint IAE-5418/14 (Moscow: IAE, 1991)
138. Nikitin A N et al. *Proc. SPIE* **2519** 165 (1995)
139. Kumakhov M A (Ed.) *Kumakhov Optics and Applications: Selected Research Papers on Kumakhov Optics and Application 1998 – 2000* (Proc. SPIE, Vol. 4155) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2000)
140. Ревенко А Г, Дабегов С Б *Заводская лаборатория* **68** (5) 3 (2002)
141. Beloshitsky V V et al., Preprint IAE-5707/14 (Moscow: IAE, 1994)
142. Poturaev S V et al., Preprint IAE-5413/14 (Moscow: IAE, 1991)
143. *Institute for Röntgen Optical Systems* (Moscow: IROS, 1994)
144. Kovantsev V E et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 2905 (1993)
145. Pantojas V M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **333** 607 (1993)
146. MacDonald C A J. *X-Ray Sci. Technol.* **6** 32 (1996)
147. Yamamoto N, Hosokawa Y *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2* **27** L2203 (1988)
148. Yiming Y, Xunliang D *Nucl. Instrum. Meth. B* **82** 121 (1993)
149. Attalmanan A et al. *Rev. Sci. Instrum.* **66** 24 (1995)
150. Kantsyrev V L et al. *J. X-Ray Sci. Technol.* **7** 139 (1997)
151. Nikitina S V, Scherbakov A S, Ibraimov N S *Rev. Sci. Instrum.* **70** 1 (1999)
152. *Синхротронное излучение* (Отв. ред. А А Соколов, И М Тернов) (М.: Наука, 1966)
153. Krinsky S, Perlman M L, Watson R E, in *Handbook on Synchrotron Radiation* Vol. 1 (Ed. E-E Koch) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 65
154. Engström P et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **36** 222 (1989)
155. Hoffman S A, Thiel D J, Bilderback D H *Opt. Eng.* **33** 303 (1994)
156. Voss K F et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **347** 390 (1994)
157. Bilderback D H, Hoffman S A, Thiel D J *Science* **263** 201 (1994)
158. Sutton S R et al. *Chem. Geology* **208** 129 (1995)
159. Bilderback D H et al. *J. Synch. Rad.* **1** 37 (1994)
160. Li P-W, Bi R C J. *Appl. Cryst.* **31** 806 (1998)
161. Makhov V N et al. *Synch. Rad. News* **13** 20 (2000)
162. Кумахов М А, Панин Ю Н, Шаров В А *Письма в ЖТФ* **16** 24 (1990)
163. Kumakhov M A, Sharov V A *Nature* **357** 390 (1992)
164. Mildner D F R, Chen H J. *Appl. Cryst.* **27** 316 (1994)
165. Podurets K M, Sharov V A, Mildner D F R *Appl. Phys. Lett.* **71** 3168 (1997)
166. Podurets K M, Mildner D F R, Sharov V A *Rev. Sci. Instrum.* **69** 3541 (1998)
167. Желтиков А М *УФН* **170** 1203 (2000)

Channeling of neutral particles in micro- and nanoparticles

S.B. Dabagov

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences
 Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
 INFN — Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati, Italy
 Tel. (39) 06 9403 2877. E-mail: dabagov@lnf.infn.it

After briefly reviewing the main directions in X-ray optics and analyzing the development of capillary optics, a general theory of radiation propagation through capillary structures is described in both geometrical optics and wave optics approximations. Analysis of radiation field structure inside a capillary waveguide shows that wave propagation in channels can be of a purely modal nature, with transmitted energy mostly concentrated in the immediate neighbourhood of capillary inner walls. A qualitative change in radiation scattering with decreasing channel diameter — namely, the transition from surface channeling in microcapillaries to bulk channeling in nanocapillaries — is discussed.

PACS numbers: 07.85.Fv, **41.50. + h**, **42.25. – p**

Bibliography — 167 references

Received 14 May 2003