

# Многослойная рентгеновская оптика

А.В.Виноградов

*Работа посвящена принципам, современному состоянию и проблемам многослойной рентгеновской оптики. Среди применений рассмотрены прецизионная рентгеновская литография и зеркала для импульсно-периодического рентгеновского лазера на капиллярном разряде.*

*Ключевые слова:* рентгеновская оптика, рентгеновские лазеры, проекционная рентгеновская литография.

## 1. Введение

Применение лазеров для создания высокотемпературной плазмы, предложенное Н.Г.Басовым и О.Н.Крохиным [1], дало сильнейший толчок исследованиям в целом ряде направлений физики (о состоянии и истории работ по лазерному термоядерному синтезу см. [2]). К ним относятся рентгеновская спектроскопия и физика высокоионизованных атомов. В короткие сроки в ФИАНе и других научных центрах создаются мощные лазерные установки, на которых были получены обширные экспериментальные данные о свойствах и рентгеновских спектрах многозарядных ионов [3, 4]. Появление уникального источника излучения, каковым является лазерная плазма, вызвало новый интерес к рентгеновской физике, а также к созданию лазеров в этом диапазоне длин волн. В то время не существовало однопроходных систем генерации лазерного излучения, подобных лазерным диодам или лазерам на свободных электронах, и без резонатора трудно было себе представить лазер, имеющий практическое значение. Однако, в отличие от работ по активным средам, эксперименты по которым начались в 1971 г. [5], число публикаций по рентгеновским резонаторам было невелико (см., напр., [6]).

Идея многослойных рентгеновских зеркал возникла в секторе И.И.Собельмана, входящем в лабораторию Н.Г.Басова [7], именно как попытка решить актуальную проблему резонаторов рентгеновских лазеров [8]. Ранее такие зеркала для космических исследований предложил Э.Шпиллер [9]. Многослойные рентгеновские зеркала вскоре нашли широкое применение в приборах лабораторного и промышленного микроанализа и в исследованиях Солнца. В то же время оказалось, что по ряду причин резонаторы редко используются для получения генерации в современных рентгеновских лазерах. Однако многослойные рентгеновские зеркала крайне необходимы для их разработки и применений.

В настоящей статье рассмотрено современное состояние и основные проблемы многослойной рентгенов-

ской оптики. Значительное внимание уделено проекционной рентгеновской литографии и зеркалам для рентгеновского лазера. Оба эти направления развивались в Отделении квантовой радиофизики (КРФ), возглавляемом Н.Г.Басовым.

Метод рентгеновской литографии, в котором изображение шаблона переносится на поверхность кремниевой пластины системой многослойных зеркал нормального падения, рассматривается сейчас как наиболее вероятная основа технологии производства интегральных микросхем следующего поколения.

Создание мощного импульсно-периодического источника излучения на длине волны 46.9 нм [10] относится к крупным достижениям лазерной физики последнего десятилетия. В настоящее время этот лазер является самым ярким источником коротковолнового излучения. Он уже нашёл применение в интерферометрии, рефлектометрии и других областях. Разработка эффективной оптики для импульсно-периодического лазера с  $\lambda = 46.9$  нм представляет особый интерес и в связи с быстрым развитием лазеров более коротковолнового диапазона (10–20 нм), а также лазеров на свободных электронах (см. [11]).

## 2. Выбор материалов рентгеновской оптики

Основным фактором, ограничивающим отражательную способность многослойных зеркал в мягком рентгеновском диапазоне, является фундаментальное поглощение. Отражательную способность можно оптимизировать за счёт подбора материалов и толщин слоёв. В частности для пары веществ 1 и 2 оптимальные толщины слоёв  $l_1$  и  $l_2$ , при которых коэффициент отражения  $R$  от полубесконечной структуры  $121212\dots$ , синтезированной из двух материалов 1 и 2, максимален, найдены в [7] в терминах диэлектрических проницаемостей этих веществ  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  путём решения уравнений распространения волн в периодической структуре. Для нормального падения полученные результаты выглядят следующим образом:

$$2l = \lambda \left[ \operatorname{Re} \bar{\varepsilon} - \frac{\sin(2\pi\beta)}{2\pi} \operatorname{Im} \Delta \varepsilon \right]^{-1/2}, \quad \bar{\varepsilon} = \beta \varepsilon_1 + (1 - \beta) \varepsilon_2,$$

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vinograd@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 23 сентября 2002 г.

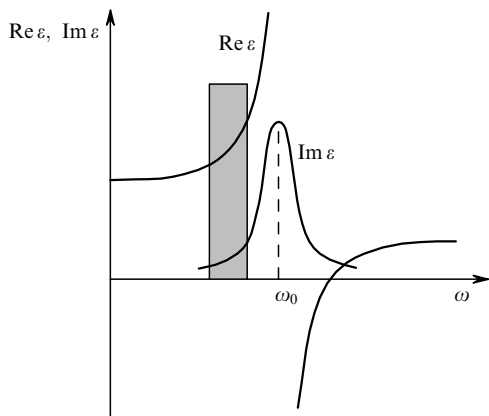


Рис.1. Типичная частотная зависимость оптических констант материала при наличии линии поглощения.

$$\tan \pi\beta = \pi \left( \beta + \frac{\text{Im}\epsilon_1}{\text{Im}\Delta\epsilon} \right), \quad \beta = \frac{l_1}{l}, \quad \Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1, \quad (1)$$

$$R = \frac{1 - \sqrt{u}}{1 + \sqrt{u}},$$

$$u = [1 - \cos^2(\pi\beta)] \left[ 1 + \left( \frac{\text{Re}\Delta\epsilon}{\text{Im}\Delta\epsilon} \right)^2 \cos^2(\pi\beta) \right]^{-1}.$$

Здесь  $l = l_1 + l_2$  – период структуры;  $\bar{\epsilon}$  – средняя диэлектрическая проницаемость. Формулы (1) показывают, что оптимальный коэффициент отражения зависит не от абсолютных значений констант, а от их отношений, и поэтому, в отличие от случая отражения от одной границы раздела, он не является малой величиной. Из (1) следуют основные требования к выбору материалов [12].

Имеются также и другие подходы к оптимальному выбору материалов для высокоотражающих многослойных зеркал (см., напр., [13, 14]). В любом случае в первом приближении можно считать, что наиболее выгодна пара веществ с малым поглощением и максимальной разностью показателей преломления (т.е. вещественных частей диэлектрических проницаемостей). С этой точки зрения представляют интерес две наиболее распространённые особенности спектра поглощения отражающего материала: ярковыраженный резонанс (или линия (рис.1)) и скачки или края поглощения, соответствующие потенциалам ионизации  $K, L, M \dots$  электронных оболочек (рис.2).\*

Поведение  $\text{Re}\epsilon$  вблизи этих особенностей легко понять с помощью соотношений Крамера–Кронига. В случае линии поглощения  $\text{Re}\epsilon$ , как и в видимом диапазоне, имеет максимум, расположенный вблизи резонанса, но несколько сдвинутый в красную сторону по отношению к пику резонанса. В случае же скачка фотопоглощения  $\text{Re}\epsilon$  имеет логарифмическую особенность:  $\text{Re}\epsilon \sim \Delta\text{Im}\epsilon \cdot \ln|\omega - \omega_0|$ , где  $\Delta\text{Im}\epsilon$  – величина скачка, а  $\omega_0$  – его положение.

Действительно, в обоих случаях, представленных на рис.1 и 2, существует область частот с малым поглощением ( $\text{Im}\epsilon$ ) и большим преломлением ( $\text{Re}\epsilon$ ) (заштрихо-

\*Другими типами особенностей фотопоглощения являются резонансы Фано, куперовский провал, припороговая структура, особенности, связанные с плазменными колебаниями, и пр. Однако их влияние на  $\text{Re}\epsilon$  и оптические свойства многослойных структур изучено мало [15–18].

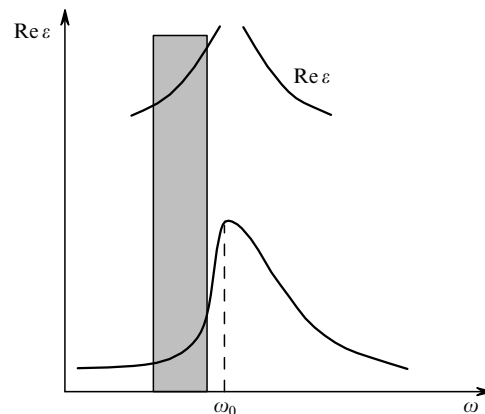


Рис.2. Типичная частотная зависимость оптических констант материала при наличии скачка фотопоглощения.

ванные прямоугольники). Наиболее подробный анализ элементов и химических соединений с точки зрения их применения в качестве компонентов многослойных рентгеновских зеркал выполнен в работе [19].

Другая сторона проблемы – совместимость выбранной пары материалов с точки зрения их способности образовывать достаточно резкие, но гладкие (вдоль слоёв) границы раздела, которые должны воспроизводиться в структурах, содержащих десятки и сотни слоёв. Этой проблеме посвящена обширная специальная литература. Ссылки на неё можно найти в [12, 25, 29, 31], а также в очень хорошем раннем обзоре Т.В.Барби (*Opt. Eng.*, 35, 899 (1986)).

### 3. Состояние и проблемы многослойной оптики

На рис.3 и 4, взятых из работы [20], приведены коэффициенты отражения многослойных рентгеновских зеркал при углах скольжения относительно поверхности  $90^\circ$  и  $45^\circ$ . Указаны также материалы слоёв. При углах скольжения, близких к  $45^\circ$ , вклад р-поляризации в коэффициент отражения очень мал, что используется при создании поляризационных элементов (см. [21, 22] и более подробно – [23, 31]). В случае нормального падения наибольшее отражение равно 70 % при  $\lambda = 13$  нм, и оно становится меньше 10 % при  $\lambda \leq 4$  нм. Для сравнения, отражательная способность любого массивного материала

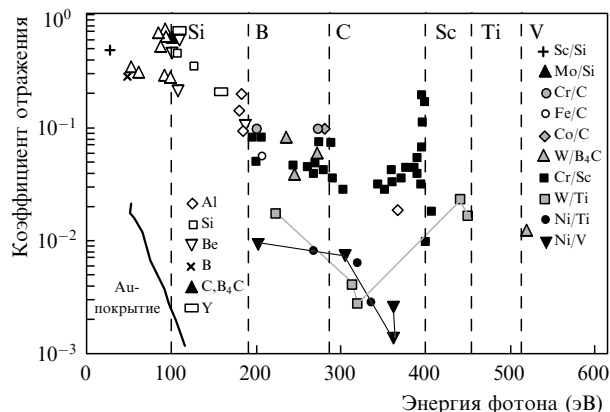


Рис.3. Коэффициент отражения многослойных зеркал при нормальном падении для различных пар материалов [11].

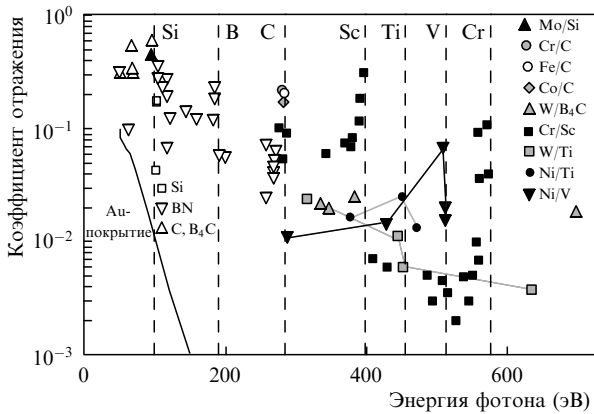


Рис.4. Коэффициент отражения многослойных зеркал при угле падения 45° для различных пар материалов [11].

не превышает 10 % при  $\lambda = 40$  нм и 0.1 % – при  $\lambda < 4$  нм.

Важнейшей практической проблемой многослойной оптики является *продвижение в коротковолновый диапазон* ( $\lambda \approx 3 - 6$  нм). Дело в том, что в этой области спектра лежит скачок фотопоглощения углерода ( $\lambda \approx 4.4$  нм). Исследование структуры спектра поглощения или излучения вблизи скачка является одним из основных инструментов изучения углеродсодержащих материалов, таких как полимеры, карбиды, углеводороды, нанотрубки, алмазоподобные плёнки, графиты, живые ткани и т. п. Разработка фокусирующей и диспергирующей оптики для этой области спектра способствовала бы созданию новых и очень нужных приборов. Однако коэффициенты отражения многослойных рентгеновских зеркал в области  $\lambda \approx 3 - 6$  нм всё ещё в 2–3 раза ниже теоретических значений, что сильно ограничивает возможности их применений. Причины расхождения связаны с разного рода дефектами в отражающих периодических покрытиях, влияние которых при  $\lambda < 3$  нм становится катастрофическим – коэффициент отражения при нормальном падении снижается до единиц процентов и менее. Таким образом, современная технология не даёт возможности обеспечить необходимое качество многослойных структур в коротковолновом диапазоне. Согласно сложившимся представлениям, границы раздела должны быть гладкими вдоль слоёв, а переход от слоя к слою в идеальном случае должен проходить скачкообразно. В реальности же этого не наблюдается.

Приведём для наглядности некоторые оценки. Толщина одного слоя  $l$ , число пар слоёв  $N$ , при котором коэффициент отражения приближается к насыщению, и спектральная ширина отражения  $\Delta\lambda/\lambda$  оцениваются по формулам

$$l \approx \frac{\lambda}{4}, \quad N \approx \frac{1}{\Delta\varepsilon}, \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{N} \approx \Delta\varepsilon, \quad (2)$$

где  $\Delta\varepsilon$  – разность диэлектрических проницаемостей материалов – компонентов многослойной структуры. Используя данные [24], для излучения с  $\lambda \approx 3$  нм получаем  $l \approx 0.7$  нм и  $N \approx 300$ . При дальнейшем продвижении в коротковолновую область толщина слоя  $l$  приближается к пределу, определяемому межатомными расстояниями, а число пар слоёв возрастает:  $N \approx 1/\Delta\varepsilon \approx 1/\lambda^2$ . Коммерческого оборудования для напыления оптических покрытий подобного рода не существует.

Состояние границы раздела зависит от диффузии материалов смежных слоёв и взаимодействия между ними. Химические и фазовые превращения в многослойных структурах усиливаются под влиянием тепловых и радиационных воздействий [25]. Это приводит к деградации отражательной способности, что чрезвычайно важно в космических приложениях, а также в случае многослойной оптики, разрабатываемой для лазеров на свободных электронах. Для решения *проблем тепловой и радиационной прочности* зеркал применяют специальные (часто тугоплавкие) материалы, сплавы, силициды [26], карбиды, оксиды и др.; кроме того, между слоями структуры помещают антидиффузионные барьеры [27]. В частности, рабочая температура многослойного зеркала CrB<sub>2</sub>/C на длине волны 4.47 нм достигала 900 °С [28]. При температуре свыше 1100 °С отражательная способность деградировала. Исследованию этих вопросов посвящены диссертации В.В.Кондратенко и Е.А.Бугаева [29, 30] (см. также сборник статей [25]).

Прочное место многослойные зеркала заняли в приборах микроанализа, где они используются как селективные отражатели, а также для выделения характеристических линий излучения различных элементов (подробнее см. [31, 32]). Для изучения свойств магнитных и анизотропных материалов в мягкой рентгеновской области необходимы поляризационные элементы – поляризаторы и фазовращатели. В этом случае альтернативы многослойным покрытиям не существует (см. [23, 31]).

При разработке новых методов и приборов для увеличения чувствительности и отношения сигнал-шум помимо необходимости увеличения коэффициента отражения зеркал возникает задача синтеза покрытий с предельно узкой полосой отражения. Это достигается выбором материалов с определённым соотношением оптических констант, а также оптимизацией толщин слоёв [12]. Одна из возможностей – напыление углерод-углеродных покрытий. Это означает, что оба используемых компонента структуры являются углеродом (или углеводородом), но плотность его в чередующихся слоях различна [33, 34]. В ряде случаев (микроанализ, астрофизика), напротив, полезно расширить полосу отражения или получить высокое отражение на двух длинах волн. Задача *синтеза покрытия с заданным коэффициентом отражения* применительно к рентгеновской оптике рассматривалась в [35–40]. Подробный обзор и история вопроса изложены в [41]. При создании таких зеркал возникают трудности, связанные с контролем толщин слоёв и испытанием многослойных аперриодических покрытий.

Достаточно большое значение коэффициента отражения позволяет строить *изображающие оптические системы нормального падения*, состоящие из двух и более зеркал, и за счёт компенсации геометрических aberrаций достигать высокого пространственного и углового разрешения, определяемого в идеальном случае дифракционным пределом. В совместных исследованиях ФИАНа, ИОФАНа и Харьковского политехнического института были разработаны несколько поколений трёхзеркальных рентгеновских микроскопов для получения изображений несветящихся объектов [42–46] (рис.5). Одно из зеркал служило конденсором и концентрировало излучение лазерно-плазменного источника на исследуемом объекте, два других составляли объектив Шварцшильда. Изображение получается за один «выстрел» лазера с энергией в импульсе  $\sim 0.2$  Дж. В настоящее время разрешение этих

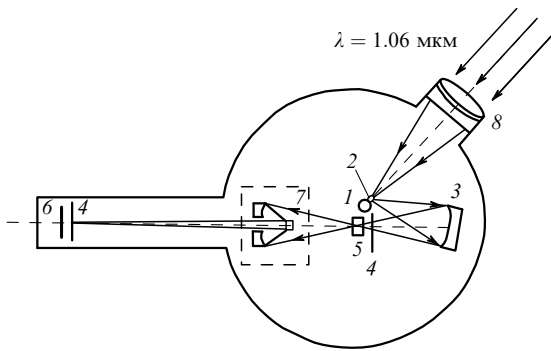


Рис.5. Схема рентгеновского микроскопа, содержащего три зеркала с многослойными покрытиями:

1 – ренгевая мишень; 2 – лазерный факел; 3 – конденсорное зеркало; 4 – фильтры из алюминия; 5 – исследуемый объект; 6 – фотоплёнка; 7 – двухзеркальный рентгеновский объектив Шварцшильда; 8 – линза, фокусирующая лазерное излучение.

систем составляет не менее 0.2 мкм, что примерно в три раза хуже дифракционного.\* Тот же микроскоп использовался для визуализации фильтрационных каналов в полимерных мембранах [48, 49]. В этом случае лазерно-плазменный источник создавался с помощью импульсно-периодического лазера с энергией в импульсе ~0.1 Дж.

Проблема *достижения дифракционного предела* в рентгеновской оптике связана не только с качеством покрытий, но, возможно, и в большей степени, с точностью формы и гладкостью подложек. Наибольшие успехи достигнуты в области 13–17 нм, где коэффициент отражения максимален (~70%) и соответствует теоретическому значению. Угловое разрешение изображений Солнца в этой области спектра превышает 1'' (730 км на поверхности Солнца) [50], что даёт возможность изучать динамику и природу солнечных магнитных структур.\*\* Телескоп-спектрометр, запуск которого планируется в 2005 г., позволит получать их изображения со спектральным разрешением  $\Delta\lambda/\lambda \leq 10^{-4}$  [54]. В той же области спектра в системах проекционной рентгеновской литографии получены изображения микрошаблонов, содержащих элементы размером 0.05–0.07 мкм [23, 55]. Мы вернёмся к этому вопросу ниже.

Если для оптики нормального падения длина волны 3 нм является в настоящее время пределом, то при наклонном падении многослойная оптика успешно используется и в жёстком рентгеновском диапазоне ( $\lambda \leq 0.2$  нм). Такое излучение генерируется рентгеновскими трубками и применяется чрезвычайно широко как в научном, так и в промышленном оборудовании. Использование многослойных покрытий на изогнутых подложках позволяет концентрировать излучение на исследуемых объектах,

\*В работах [45, 47] показано, что предельное геометрооптическое разрешение объектива Шварцшильда может составлять 0.02 мкм. На практике это значение не достигается вследствие неточности формы зеркала и дифракционных эффектов.

\*\*Физические возможности многослойной оптики нашли также практическое воплощение в получении «цветных» рентгеновских изображений Солнца. Российские проекты, инициированные в ФИАНе в середине 70-х годов С.Л.Мандельштамом и И.А.Житником, были реализованы совместно ФИАНом и ИЗМИРАНом на спутнике CORONAS в 1994–2001 гг. [51–53]. Н.Г.Басов, будучи директором ФИАНа, членом Президиума РАН и членом Президиума Верховного Совета СССР, поддержал развитие этого направления и способствовал выделению финансирования на опытно-конструкторские работы.

что существенно расширяет возможности рентгеновских трубок. С разрабатываемыми здесь методами и результатами можно познакомиться по материалам симпозиумов «Рентгеновская оптика», организуемых Институтом физики микроструктур РАН (Нижний Новгород) [56, 88].

#### 4. Проекционная рентгеновская литография

В случае успешного развития этого направления с ним будут связаны наиболее широкие применения многослойной рентгеновской оптики, поскольку речь идёт о микроэлектронике, а именно о производстве нового поколения микросхем с размерами элементов 0.07–0.03 мкм.\* Ясно, что при таких масштабах операция перенесения изображения с микрошаблона на поверхность кремниевой пластины может быть выполнена только в рентгеновском диапазоне длин волн. Сложность построения оптических систем для литографии связана с необходимостью обеспечить одновременно высокое пространственное разрешение и большое поле зрения. Это приводит к увеличению числа оптических элементов в изображающей системе.

Как уже упоминалось выше, самый высокий коэффициент отражения составляет ~70% и достигнут при  $\lambda \sim 13$  нм. Эта длина волны и выбрана для реализации амбициозных проектов по проекционной рентгеновской литографии (Extreme Ultraviolet Lithography – EUVL), которым в США, Японии и ЕС придан статус государственных и международных программ. В лаборатории Н.Г.Басова первый проект под названием «Проекционная рентгеновская литография» («Карат») выполнялся в 1989–1991 гг. и финансировался Советом по ВТСП РАН. Ещё ранее по его рекомендации в Докладах Академии наук была опубликована работа [57], в которой был сделан вывод о возможности достижения разрешения ~0.1–0.01 мкм методом проекционной рентгеновской литографии (см. также [58, 59]).

Проекционная рентгеновская литография предъявляет высочайшие требования к многослойным рентгеновским зеркалам. На некоторых из них целесообразно остановиться, хотя для других приложений они могут быть и не столь жёсткими. Рассмотрим точность изготовления подложек (табл.1), поскольку границы раздела растущей структуры, как правило, наследуют форму поверхности подложки. Различают два типа отклонений поверхности подложки от требуемой идеальной формы, которая может быть сферической или асферической: шероховатость

Табл.1. Требования к точности изготовления зеркал для проекционной рентгеновской литографии [60].

Пространственная частота	Требуемое средне-квадратичное отклонение (нм)	Достигнутые результаты	
		Европа EUCLIDES [61, 62]	США ETS [63, 64]
$\infty - 1 \text{ мм}^{-1}$	0.25	0.15–0.42	0.22–0.35
$1 \text{ мм}^{-1} - 1 \text{ мкм}^{-1}$	0.20	0.15–0.40	0.15–0.22
$1 \text{ мкм}^{-1} - 50 \text{ мкм}^{-1}$	0.10	0.40	0.17–0.24

Примечание: в случае малых пространственных частот можно говорить о форме поверхности, в случае средних и высоких частот – о шероховатости.

\*Предполагается, что с некоторыми модификациями и при использовании в качестве источников излучения эксимерных ArF-лазеров (193 нм) и F<sub>2</sub>-лазеров (157 нм) существующая технология позволит достичь уровня миниатюризации 0.07 мкм.

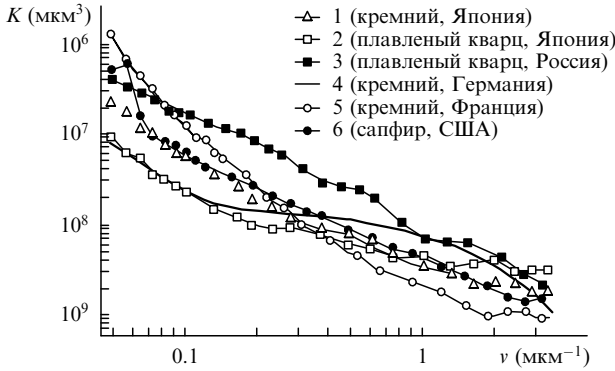


Рис.6. Зависимости корреляционных функций  $K$  высот шероховатостей подложек, обработанных методом глубокой шлифовки и полировки, от пространственной частоты  $\nu$  [31].

(мелкомасштабные отклонения) и отклонения формы (крупномасштабные отклонения).

Шероховатость приводит к рассеянию и, следовательно, к ослаблению интенсивности зеркально отражённого пучка, что часто совершенно недопустимо, особенно если речь идёт о проекционной рентгеновской литографии. Кроме того, наличие диффузного фона размывает изображение и тем самым ухудшает контраст и пространственное разрешение. Высота микрошероховатости подложек многослойных зеркал, используемых в проекционной рентгеновской литографии, не должна превышать 0.2–0.1 нм (см. табл.1). В других применениях требования могут быть слабее, но в любом случае поверхность должна быть гладкой в масштабе длины волны, т. е. речь идёт о шероховатостях высотой не более нескольких ангстрем.

Контроль гладкости подложек с такой точностью представляет собой самостоятельную задачу. Для её решения были созданы две установки, в которых использовался метод рассеяния жёсткого рентгеновского излучения: одна – в ФИАНе, А.Г.Турьянским [65], другая – в ИКАНе, В.Е.Асадчиковым [66]. Теория метода изложена в [12, 67]. Результаты измерений корреляционных функций  $K$  высот шероховатостей, представленные на рис.6, позволяют сравнить гладкость подложек от разных изготовителей. Чем меньше корреляционная функция, тем глаже поверхность. Для идеально гладкой поверхности она равна нулю при всех пространственных частотах. В табл.2 представлена другая (интегральная) характеристика реальных подложек – среднеквадратичная высота микрошероховатостей  $\sigma_{\text{eff}}$ .

Как видно из табл.2, метод рассеяния жёсткого рентгеновского излучения обеспечивает необходимую точность измерения шероховатостей подложек многослойных зеркал для проекционной рентгеновской литогра-

Табл.2. Среднеквадратичная высота микрошероховатостей суперполированных подложек из различных материалов в диапазоне пространственных частот 0.05 – 3.5 мкм<sup>-1</sup> [68].

Номер подложки	Образец	$\sigma_{\text{eff}}$ (нм)	Страна-изготовитель
1	Кремний	0.16	Япония
2	Плавленый кварц	0.15	Япония
3	Плавленый кварц	0.26	Россия
4	Кремний	0.16	Германия
5	Кремний	0.21	Франция
6	Сапфир	0.18	США

фии. Он также весьма удобен при разработке технологии полировки сверхгладких поверхностей (более подробно см. [68]). С увеличением радиуса кривизны исследуемой поверхности зеркальное отражение начинает маскировать рассеянное излучение. В этом случае можно использовать двухволновой метод, основанный на одновременном измерении индикатрис рассеяния компонентов дублета  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  характеристической линии меди [69, 70]. Другая возможность – зондирование шероховатой поверхности с помощью мод шепчущей галереи в жёстком рентгеновском диапазоне [41, 71].

Макроскопические отклонения формы поверхности зеркала от идеальной непосредственно сказываются как на геометрооптическом, так и на дифракционном разрешении. Остановимся подробнее на последнем. Рассмотрим для простоты отражение монохроматической волны от плоского зеркала, на котором имеется искажение высотой  $h$  (рис.7). Для того чтобы разрешение оптической системы было близко к дифракционному, необходимо, чтобы на каждом оптическом элементе искажение фазы отражённой волны было невелико. Наличие искажения эквивалентно смещению участка зеркала на величину  $h$ , что приводит к появлению в коэффициенте отражения фазового множителя  $\exp(-i\Delta\varphi)$ , где

$$\Delta\varphi = 2kh = \frac{4\pi h}{\lambda}. \tag{3}$$

Потребовав, чтобы  $\Delta\varphi$  не превышало 0.25, получим  $h < \lambda/50$ . Подставив сюда  $\lambda = 13$  нм, найдём, что для зеркал, используемых в проекционной рентгеновской литографии, отклонение формы от идеальной может составлять не более 2–3 Å.

Для того чтобы контролировать фазу коэффициента отражения при  $\lambda = 13$  нм, был создан интерферометр, установленный на синхротроне ALS в Беркли (США) [72]. Тем не менее задача изготовления зеркал необходимой точности формы представляется достаточно сложной, поскольку зеркала можно контролировать только после напыления (до напыления коэффициент отражения от

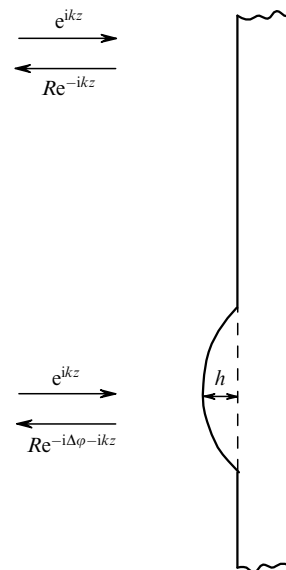


Рис.7. Локальное изменение коэффициента отражения  $R$  при возмущении поверхности.

подложек слишком мал). Чтобы преодолеть указанную трудность, в работе [73] было предложено исправлять фазовые искажения многослойных зеркал путём травления покрытия. Число пар слоёв должно быть достаточно велико, чтобы травление не меняло модуль коэффициента отражения.

Найдём связь между глубиной травления и изменением фазы. Рассмотрим вначале изменение фазы коэффициента отражения  $\delta\Phi$  при стравливании одного периода  $l$ . Поскольку число периодов велико, то удаление одного периода эквивалентно сдвигу зеркала на  $l$ . При этом очевидно, что коэффициент отражения не меняется по модулю, но приобретает фазу

$$\delta\Phi = 2kl. \quad (4)$$

Учтём условие Брэгга  $l \approx \bar{\lambda}/2$ , где  $\bar{\lambda} = \lambda/\varepsilon^{1/2}$  – длина волны в среде (см (1)). Здесь и до конца этого раздела  $\varepsilon$  – среднее значение диэлектрической проницаемости внутри покрытия. Подставляя  $l = \lambda/2\varepsilon^{1/2}$  в (4), находим  $\delta\Phi = 2\pi + \pi(1 - \varepsilon)$ . Опуская в фазе несущественное слагаемое  $2\pi$ , получаем  $\delta\Phi = \pi(1 - \varepsilon)$ . Отсюда ясно, что для произвольной глубины травления  $h$  имеем

$$\delta\Phi = \frac{2\pi(1 - \varepsilon)h}{\lambda}. \quad (5)$$

Из сравнения (5) и (3) следует существенное отличие многослойного зеркала от обычного. Чтобы изменить фазу отражённой волны на 0.25, у обычного зеркала надо стравить слой толщиной  $\lambda/50$ , а у многослойного – в  $2/(1 - \varepsilon)$  раз больше. В частности, при  $\lambda = 13$  нм ( $1 - \varepsilon \approx 0.05$ ) толщина стравливаемого слоя обычного и многослойного зеркала составляет 0.25 и 10 нм соответственно. В последнем случае задача, по-видимому, более реалистична.

Если размеры элементов на чипе достаточно малы, то, помимо отмеченных выше факторов геометрических aberrаций, дифракции и неточности изготовления зеркал, следует принимать во внимание ещё один, ограничивающий предельное пространственное разрешение оптических систем с многослойными зеркалами. Дело в том, что такие зеркала селективны не только по длине волны, но и по углу, т. е. отражают излучение только в определённом угловом интервале. Естественно, это ограничивает и пространственные частоты (размеры) деталей объекта, передаваемые оптической системой. Как показано в [74], для диапазона длин волн 40–4 нм этот эффект становится существенным, если речь идёт о разрешении лучше 0.06 мкм.

В настоящее время принято считать, что большинство проблем рентгеновской оптики для проекционной рентгеновской литографии принципиально решены и речь может идти лишь о стоимости изготовления приборов на ее основе. Нерешённой остаётся задача создания отражающего шаблона и источника излучения, который должен иметь среднюю мощность 100–150 Вт на рабочей длине волны. В работе [63] с помощью проекционной рентгеновской литографии на установке ETS были получены изображения шаблонов с элементами размером 0.1 мкм при поле зрения  $24 \times 32.5$  мм, что соответствует реальным размерам чипов. В ближайшее время предполагается перейти на уровень 0.07 мкм. Элементы четы-

рёхзеркальной оптической системы для переноса изображения с необходимой точностью уже созданы и испытаны [75]. В работе [63] использовался лазерно-плазменный источник на основе YAG-лазера со средней мощностью 40 Вт, которая на следующем этапе будет доведена до 1.7 кВт. Параллельно разрабатываются электро-разрядные рентгеновские источники [76, 77]. Более подробно с состоянием вопроса можно ознакомиться в [23, 55, 63].

## 5. Многослойные зеркала для импульсно-периодического рентгеновского лазера

Достаточно высокая импульсная и средняя мощность лазера на капиллярном разряде на длине волны 46.9 нм [10] впервые в лабораторных условиях открыла возможности проведения экспериментов с когерентным излучением с  $\lambda < 100$  нм [11]. Чтобы использовать их в полной мере, необходима оптика, позволяющая управлять лазерными пучками. Отражательная способность любых материалов в этой области спектра не превышает 10 %, поэтому мы обратились к многослойным структурам. Исходя из соображений, указанных в разд.2, в качестве перспективных материалов для оптических покрытий в области 35–50 нм были выбраны пары Si – переходной металл, имеющий незаполненную 3d-оболочку [78]; их электронные конфигурации приведены в табл.3.

В переходных металлах происходит конкуренция заполнения 3d- и 4s-оболочек. Оболочка 3d во всех этих элементах не заполнена, благодаря чему разрешён оптический переход  $3p - 3d$  из внутренней 3p-оболочки. Известно, что этому переходу соответствует сильный резонанс в спектрах поглощения всех переходных 3d-металлов. Однако прямые измерения  $\text{Im } \varepsilon$  и  $\text{Re } \varepsilon$  в интересующем нас диапазоне длин волн ( $\lambda = 30 - 50$  нм) наталкиваются на трудности по причинам, на которых мы остановимся ниже. Что же касается  $\text{Re } \varepsilon$ , то экспериментальных данных практически нет.

Воспользуемся теоретическими соображениями. Согласно приведённым в разд.2 рассуждениям, с красной стороны от резонанса следует ожидать минимума поглощения и одновременно больших значений  $\text{Re } \varepsilon$ , что благоприятно для получения высокого коэффициента отражения от многослойного зеркала. В качестве второго компонента покрытия был выбран Si, который в интересующей нас области имеет малую оптическую плотность: в случае этого элемента величины  $\text{Re}(1 - \varepsilon)$  и  $\text{Im } \varepsilon$  малы.

Проведённый анализ спектров поглощения и расчёты  $\text{Im } \varepsilon$  и  $\text{Re } \varepsilon$  [78] позволили выделить пару Sc–Si как наиболее подходящее покрытие для линии с  $\lambda = 46.9$  нм. Зеркала были изготовлены в Харьковском политехниче-

Табл.3. Основные конфигурации переходных металлов.

Элемент	Заряд ядра	Основная конфигурация элемента
Sc	21	$3p^6 3d 4s^2$
Ti	22	$3p^6 3d^2 4s^2$
V	23	$3p^6 3d^3 4s^2$
Cr	24	$3p^6 3d^5 4s$
Mn	25	$3p^6 3d^5 4s^2$
Fe	26	$3p^6 3d^6 4s^2$
Co	27	$3p^6 3d^7 4s^2$
Ni	28	$3p^6 3d^8 4s^2$

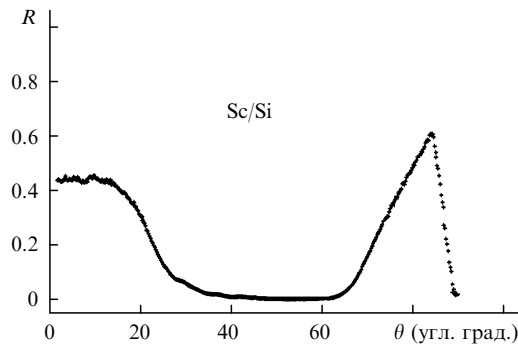


Рис.8. Зависимость коэффициента отражения Sc/Si-зеркала  $R$ , измеренного с помощью рентгеновского лазера на капиллярном разряде с  $\lambda = 46.9$  нм, от угла падения  $\theta$ .

ским институте и испытаны в синхротронных центрах ALS (Беркли) и BESSY (Берлин) [79]. На рис.8 показана зависимость коэффициента отражения Sc/Si-зеркала от угла падения для  $\lambda = 46.9$  нм. Зеркало оптимизировано на нормальное падение, его отражательная способность составляет  $\sim 45\%$ . Подобные зеркала и используются в настоящее время в различных применениях лазера на капиллярном разряде: в интерферометрии, рефлектометрии и эллипсометрии, при тестировании оптических элементов, абляции материалов и т. п. [11].

Вопрос о синтезе многослойных покрытий для областей 35–50 нм не ограничивается лазерной тематикой, а стоит более широко. Ранее в этой области спектра вообще не существовало эффективных отражателей, в то время как излучение использовалось в синхротронных исследованиях и физике Солнца. В частности в диапазоне 40–42 нм лежат спектральные линии, представляющие интерес для диагностики солнечной короны [80].

Обращаясь к многослойным покрытиям, заметим, что при увеличении длины волны до 30 нм коэффициент отражения хорошо изученной структуры Mo–Si, используемой при  $\lambda \geq 13$  нм, падает с 70% до 20%. Отсутствие альтернативы связано прежде всего с немногочисленностью экспериментальных данных по оптическим константам в области 30–50 нм. Теоретические расчёты также не могут пока обеспечить необходимую точность.

Трудность измерения оптических констант в области 35–50 нм связана с чрезвычайно малой (рекордной в этом смысле для всего электромагнитного диапазона) глубиной проникновения излучения в любые материалы. Это относится и к атмосферным газам, которые, адсорбируясь, загрязняют поверхность исследуемых образцов. Поэтому практически никогда нет уверенности в

необходимой чистоте материала, а результаты часто зависят от способа приготовления образцов [81]. В табл.4 приведены данные о глубине проникновения излучения с  $\lambda = 46.9$  и 0.154 нм (Cu  $K_\alpha$ ) в различные вещества. Причём мы привели её для двух случаев: нормального падения,

$$l_{ni} = \frac{\lambda}{4\pi k}, \tag{6}$$

и скользящего падения при критическом угле,

$$l_{ca} = \frac{\lambda}{4\pi(nk)^{1/2}}, \tag{7}$$

где  $n + ik = \varepsilon^{1/2}$ .

Как видно из табл.4, для ряда элементов, в том числе для всех атмосферных газов, которые осаждаются на поверхности непосредственно или в виде соединений, излучение с  $\lambda = 46.9$  нм проникает не более чем на 10 нм. Это крайне затрудняет оптические измерения. Действительно, все современные методы определения оптических констант (рефлектометрия и эллипсометрия) в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах связаны с измерением коэффициента отражения и с последующим использованием формул Френеля для того, чтобы выразить оптические константы через измеренный коэффициент отражения либо использовать  $\text{Re } \varepsilon$  и  $\text{Im } \varepsilon$  как подгоночные параметры к экспериментальным кривым. Однако из-за загрязнения поверхности образцов формулы Френеля, предполагающие скачкообразное изменение  $\varepsilon$  на границе раздела, неприменимы. Истинное распределение диэлектрической проницаемости вблизи поверхности неизвестно, так что численное решение волнового уравнения также применить нельзя. Попытки преодолеть возникающую трудность путём очистки и обработки поверхности сделаны в работах [82, 83]. Поправки к формулам Френеля порядка  $\lambda/d$ , где  $d$  – толщина переходного слоя произвольной формы, найдены в [84, 85]. Однако ни один из этих подходов не решает до конца проблему загрязнения поверхности образцов при измерении оптических констант материалов в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах длин волн.

Возможно, выходом из положения будет метод, предложенный в работе [86]. Он основан на измерении пропускания и отражения серии протектированных плёнок, нанесённых на подложку. При этом удаётся исключить влияние переходных и загрязнённых атмосферой слоёв и извлечь из экспериментальных данных оптические констан-

Табл.4. Глубина проникновения в различные материалы излучения лазера с  $\lambda = 46.9$  нм и рентгеновской трубки с  $\lambda = 0.154$  нм.

Материал	$l_{ni}$ (нм)		$l_{ca}$ (нм)	
	$\lambda = 46.9$ нм	$\lambda = 0.154$ (нм)	$\lambda = 46.9$ (нм)	$\lambda = 0.154$ (нм)
C	5.1	$766 \times 10^3$	6.0	97.0
Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>	9.3	$74 \times 10^3$	7.1	30.2
SiO <sub>2</sub>	11.7	$130 \times 10^3$	8.3	40.0
SiC	16.0	$70 \times 10^3$	11.0	30.0
Si	129	$80 \times 10^3$	27.0	32.0
InP	41.5	$11 \times 10^3$	13.0	11.5
GaAs	62.0	$28 \times 10^3$	17.0	5.9
Ir	7.0	$2 \times 10^3$	5.7	5.4

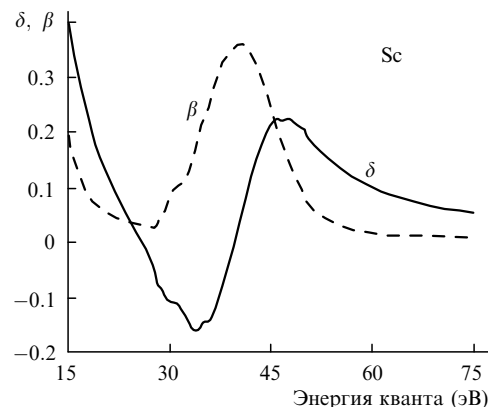


Рис.9. Оптические константы скандия в диапазоне длин волн 60–17 нм ( $\delta = 1 - \text{Re } \varepsilon$ ,  $\beta = \text{Im } \varepsilon$ ).

ты материала. Полученные таким образом результаты для Sc приведены на рис.9. Они были использованы для расчёта и синтеза многослойных покрытий Sc/Si в области 35–45 нм. В работе [87] опубликованы результаты калибровки в этом диапазоне дифракционных решёток, являющихся репликами решётки 3600 штр./мм, установленной на космической станции Skylab. Для увеличения эффективности на поверхность решёток было нанесено Sc/Si покрытие. Показано, что эффективность решёток увеличилась в 3 раза.

## 6. Заключение

В одном обзоре невозможно охватить все проблемы физики, технологии и применений современной многослойной рентгеновской оптики. Мы остановились в основном на работах, выполнявшихся или связанных с тематикой Отделения КРФ, возглавляемого Н.Г.Басовым. Целый ряд направлений развивается в других отделениях ФИАН, а также в ИФМ (Нижегород), ИЯФ (Новосибирск), ИПТМ (Черноголовка), ФТИАНе, МИЭМ и других научных центрах. Нет сомнения, что многослойная рентгеновская оптика внесёт вклад в дальнейшее освоение коротковолнового диапазона лазерной физикой, становлению и развитию которой посвятил свою деятельность Н.Г.Басов.

Автор благодарит Ю.С.Касьянова и А.Н.Стародуба за замечания, а также Ф.Шеферса, предоставившего данные измерений отражательной способности зеркал.

Статья написана при поддержке программы «Интеграция» (гранты И0859 и В0056), а также гранта CRDF № RP1-2267.

- Басов Н.Г., Крохин О.Н. *ЖЭТФ*, **46**, 171 (1964).
- Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 1095 (1997).
- Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. *Диагностика плотной плазмы* (М.: Наука, 1989).
- Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Фаёнов А.Я. *Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы* (Итоги науки и техники. Сер. «Радиотехника», М.: ВИНТИ, 1980, т. 27).
- Jaegle P., Carilon A., Dhez P., Jamelot G., Sureau A., Cukier M. *Phys.Lett. A*, **36**, 167 (1971).
- Молчанов А.Г. *УФН*, **106**, 165 (1972).
- Виноградов А.В., Зельдович Б.Я. *Препринт ФИАН № 185* (М., 1976); *Appl. Opt.*, **16**, 89 (1977).
- Vinogradov A.V., Sobelman I.I., Yukov E.A. *J. Physique. Coll. C4*, **39**, C4-61 (1978).
- Spiller E. *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 365 (1972).
- Benware B.R., Macchietto C.D., Moreno C.H., Rocca J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5804 (1998).
- Виноградов А.В., Рокка Дж.Дж. *Квантовая электроника*, **33**, № 1 (2003).
- Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я., Коган М.Т., Кожевников И.В., Слемзин В.А. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Л.: Машиностроение, 1989).
- Кожевников И.В. *Теория отражательных рентгенооптических элементов для управления пучками мягкого рентгеновского излучения. Канд. дис.* (М., ФИАН, 1987).
- Yamamoto M., Namioka T. *Appl. Opt.*, **31**, 1622 (1992).
- Салашенко Н.Н. *Поверхность*, № 1, 50 (1999).
- Виноградов А.В., Толстикхин О.И. *Труды ФИАН*, **196**, 168 (1989); *Tolstikhin O.I., Vinogradov A.V. Appl. Phys. B*, **50**, 213 (1990).
- Толстикхин О.И. *Теория динамической поляризуемости многоэлектронных атомов и ионов. Канд. дис.* (М., ФИАН, 1991).
- Tolstikhin O.I., Vinogradov A.V. *Phys. Rev. Lett. A*, **45**, R7667 (1992).
- Артюков И.А., Зеленцов В.В., Крымский К.М. *Препринт ФИАН № 14* (М., 2000); *X-ray Science and Technology* (2002) (в печати).
- Schaefer F. *Physica B*, **283**, 119 (2000).
- Gluskin E.S., Gaponov S.V., Dhez P., Plyinsky P.P., Salashenko N.N., Shatunov Y.M., Trakhtenberg E.M. *Nucl. Instr. Meth. A*, **246**, 394 (1986).
- Alexandrov Yu.M., Vinogradov A.V., Zorev N.N., Kozhevnikov I.V., Kondratenko V.V., Koshevoi M.O., Murasheva V.A., Rupasov A.A., Fedorenko A.I., Shikanov A.S., Yakimenko M.N. *Nucl. Instr. Meth. A*, **282**, 551 (1989).
- Attwood D.T. *Soft X-Ray and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Oxford University Press, 2000).
- Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.M. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **54**, 181 (1993).
- A.V.Vinogradov (Ed.) *X-ray Optics and Surface Science. CIS Selected Paper* (USA, Bellingham: SPIE Opt. Eng. Press, 1995, v. 2453).
- Kondratenko V.V., Pershin Yu.P., Poltseva O.V., Fedorenko A.I., Zubarev E.N., Yulin S.A., Kozhevnikov I.V., Sagitov S.I., Chirkov V.A., Levashov V.E., Vinogradov A.V. *Appl. Opt.*, **32**, 1811 (1993).
- Vinogradov A.V., Pershin Yu.P., Zubarev E.N., Voronov D.L., Pen'kov A.V., Kondratenko V.V., Uspenskii Yu.A., Artioukov I.A., Seely J.F. *SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4505**, 230 (2001).
- Бугаев Е.А., Зубарев Е.Н., Кондратенко В.В., Федоренко А.И. *Труды национ. конф. по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов (РЧЭ'97)* (Дубна, 1997, т. 2, с. 268).
- Кондратенко В.В. *Фазовые и структурные превращения в наноразмерных рентгенооптических многослойных композициях. Докт. дис.* (Харьков, Харьковский политехнический институт, 1999).
- Бугаев Е.А. *Формирование, структура и термическое разрушение многослойных плёночных систем Ni/C, Cr/C, Cr<sub>3</sub>C<sub>2</sub>/C, CrB<sub>2</sub>/C и TiC/C. Канд. дис.* (Харьков, Харьковский политехнический институт, 1999).
- Spiller E. *Soft X-Ray Optics* (Bellingham: SPIE Opt. Eng. Press, 1994).
- Fischer D.A., Sambasivan S.A., Kuperman A., Platonov Y., Wood J.L. *Synchrotron Radiation News*, **15**, № 3, 16 (2002).
- Виноградов А.В., Елинсон В.М., Ивановский Г.Ф., Кожевников И.В., Сагитов С.И., Слепцов В.В. *Оптика и спектроскопия*, **59**, 703 (1985).
- Arkadiyev V., Baranov A., Erko A., Kondrashov P., Langhoff N., Novoselova E., Smirnov I., Veldkamp M., Packe I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3773**, 122 (2000).
- Балакирева Л.Л. *Теоретические исследования оптических свойств искусственных многослойных структур в мягком рентгеновском диапазоне. Канд. дис.* (Долгопрудный, МФТИ, 1994).
- Пирожков А.С. *Широкополосные спектральные приборы на основе многослойной рентгеновской оптики. Дипломная работа* (Долгопрудный, МФТИ, 1999).
- Bukreeva I.N., Kozhevnikov I.V., Zigler E. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3448**, 322 (1998).
- Kozhevnikov I.V., Bukreeva I.N., Ziegler E. *Nucl. Instr. Meth. A*, **460**, 424 (2001).
- Alred D.D., Turley R.S., Squires M.B. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3767**, 280 (2000).
- Кожевников И.В. *Препринт ФИАН № 3* (М., 2002).
- Букреева И.Н. *Теоретические исследования широкополосных рентгенооптических элементов и систем. Канд. дис.* (М., МИФИ, 2002).
- Artioukov I.A., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V., Yulin S.A., Vinogradov A.V. *Opt. Comm.*, **102**, 401 (1993).
- Артюков И.А., Асадчиков В.Е., Виноградов А.В., Касьянов Ю.С., Кондратенко В.В., Серов Р.В., Федоренко А.И., Юлин С.А. *Квантовая электроника*, **22**, 951 (1995).
- Artioukov I.A., Asadchikov V.E., Vinogradov A.V., Kasyanov Yu.S., Kondratenko V.V., Serov R.V., Fedorenko A.I., Yulin S.A. *Opt. Lett.*, **20**, 2451 (1995).
- Artioukov I.A., Krymski K.M. *Opti. Eng.*, **39**, 2163 (2000).
- Артюков И.А. *Отражательная рентгеновская оптика для микроскопии и литографии. Канд. дис.* (М., ФИАН, 1992).
- Крымский К.М. *Оптимизированные оптические системы и отражающие покрытия для мягкого рентгеновского диапазона длин волн. Канд. дис.* (Долгопрудный, МФТИ, 2000).
- Артюков И.А., Асадчиков В.Е., Виленский А.И., Виноградов



- А.В., Загорский Д.Л., Левашов В.Е., Мчедлишвили Б.В., Попов А.В., Постнов А.А., Струк И.И. *ДАН*, **372**, 608 (2000).
49. Постнов А.А. *Развитие методов рентгеновской микроскопии для изучения биологических и полимерных объектов. Канд. дис.* (М., ИКАН, 1999).
  50. Handy V.N., Acton L.W., Kinkelborg E.C., et. al. *Solar Phys.*, **187**, 229 (1999).
  51. Ораевский В.Н., Собельман И.И., Житкин И.А., Кузнецов Вл.Д. *УФН*, **172**, № 8, 949 (2002).
  52. Zhitnik I.A., Bugaenko O.I., Ignat'ev A.P. *Mon. Not.*, **338**, 67 (2002).
  53. Ораевский В.Н., Собельман И.И. *Письма в астрономич. ж.*, **78**, № 6, 457 (2002).
  54. Korendyke C., Brown C., Seely J. *SPIE's OEmagazine*, August, 23 (2002).
  55. Stulen R.H., Sweeney D.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 694 (1999).
  56. *Поверхность*, № 1 (1998), № 1 (1999), № 1 (2000), № 1 (2001), № 1 (2002).
  57. Виноградов А.В., Зорев Н.Н. *Проекционная рентгеновская литография. Препринт ФИАН №104* (М., 1987); Виноградов А.В., Зорев Н.Н. *ДАН*, **302**, 82 (1988).
  58. Зорев Н.Н. *Труды ФИАН*, **196**, 129 (1989).
  59. Артюков И.А., Балакирева Л.Л., Бийкерк Ф., Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Кондратенко В.В., Огурцов О.Ф., Пономаренко А.Г., Федоренко А.И. *Квантовая электроника*, **19**, 114 (1992).
  60. Levinson H.J. *Principles of Lithography* (Bellingham: SPIE Opt. Eng. Press, 2001).
  61. Benschop J.P., van Dijsseldonk A.J.J., Kaiser W.M. *J.Vac.Sci. Technol. B*, **17**, № 6, 2978 (1999).
  62. Meiling H., Benschop J., Dinger U., Kurz P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4343**, 38 (2001).
  63. Tichenor D.A., Ray-Chaudhuri A.K. et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4506**, 9 (2001).
  64. Gullikson E.M., Mrowka S., Kaufmann B.V., *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4343**, 363 (2001).
  65. Киселёва К.В., Турьянский А.Г. *Исследование природы аномального отражения рентгеновских лучей. Препринт ФИАН № 34* (М., 1979).
  66. Алаутдинов Б.М., Артюков И.А., Асадчиков В.Е., Карабеков А.Ю., Кожевников И.В. *Кристаллография*, **39**, 605 (1994).
  67. Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Сагитов С.И., Турьянский А.Г. *ЖЭТФ*, **94**, 203 (1988).
  68. Асадчиков В.Е., Виноградов А.В., Кожевников И.В., Кривоносов Ю.С., Сагитов С.И., Мерсьер Х., Намба М., Ямомото М. *Заводская лаборатория*, **67**, №12, 19 (2001).
  69. Турьянский А.Г., Виноградов А.В., Пиршин И.В. *ИТЭ*, № 1, 105 (1999).
  70. Попов Н.Л., Успенский Ю.А., Турьянский А.Г., Виноградов А.В. *Поверхность* (2003) (в печати).
  71. Асадчиков В.Е., Букреева И.Н., Виноградов А.В., Кожевников И.В., Осташёв В.И., Сагитов С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 845 (1997).
  72. Nalleau P., Goldberg K.A., Gullikson E.M., Bokor J. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **17**, № 6, 2987 (1999).
  73. Yamamoto M. *Nucl. Instr. Meth.*, **467**, 1282 (2001).
  74. Artioukov I.A., Fetchenko R.M., Vinogradov A.V. *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.*, **4**, 233 (2002).
  75. Souffle R., Spiller E., Schmidt M.A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4343**, 51 (2001).
  76. Собельман И.И., Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **33**, № 1 (2003).
  77. Banine V., Moores R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4343**, 203 (2001); Stamm U., Ahmad I., Borisov V.M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4688**, 626 (2002).
  78. Uspenskii Yu.A., Antonov S.V., Fedotov V.Yu., Vinogradov A.V., *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3156**, 288 (1997).
  79. Uspenskii Yu.A., Levashev V.E., Vinogradov A.V., Fedorenko A.I., Kondratenko V.V., Persin Yu.P., Zubarev E.N., Fedotov V.Yu. *Opt. Lett.*, **23**, 771 (1998).
  80. Feldman U. *Phys. Scripta*, **46**, 202 (1992).
  81. Palik E.D. *Handbook of Opt. Constants of Solids* (San Diego, California: Academic, 1985).
  82. Soufli R., Gullikson E.M. *Appl. Opt.*, **37**, 1713 (1998).
  83. Artioukov I.A., Benware B.R., Rocca J.J., Forsyth M., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V. *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **5**, 1495 (1999).
  84. Fetchenko R.M., Vinogradov A.V. *Opt. Lett.*, **25**, 1 (2000).
  85. Fetchenko R.M., Popov A.V., Vinogradov A.V. *J. Russian Laser Research*, **22**, 139 (2001).
  86. Uspenskii Yu.A., Seely J.F., Popov N.L., Vinogradov A.V., Persin Yu.P., Kondratenko V.V. *VI Intern. Conf. Phys. of X-Ray Multilayer Structures* (Chamonix, Grenoble, 2002, p. 6).
  87. Seely J.F., Uspenskii Yu.P., Kondratenko V.V., Vinogradov A.V. *Appl. Opt.*, **41**, 1846 (2002).
  88. Ахсаханян А.Д. *Формирование поверхностей заданного профиля методами термопластического и упругого изгиба и нанесение на них многослойных наноструктур для систем управления рентгеновским излучением. Канд. дис.* (Н.Новгород, ИФМ, 2002).



Н.Г.Басов. Конец 60-х годов.