

энергетического центра пучка навстречу ветру составляет при этом  $2,1 a_0$ .

Детальное исследование распространения пучка в ближней зоне ( $z \ll 0,5 z_d$ ) позволяет утверждать, что дифракционные явления на начальном участке трассы играют значительную роль в формировании температурного профиля среды и тем самым существенно определяют тепловые искажения пучка сложного профиля.

5. Метод быстрого преобразования Фурье в задачах нелинейной оптики обладает определенными преимуществами по сравнению с широко применяемыми в настоящее время разностными схемами и методом конечных элементов. В случае использования явных схем интегрирования по  $z$  вычислительные затраты на один шаг  $\Delta z$  для всех методов примерно одинаковы, однако спектральный метод допускает гораздо более крупные  $\Delta z$ . Когда используются неявные схемы и шаг  $\Delta z$  может быть сделан достаточно большим, вычислительные затраты на шаг для разностных схем возрастают и начинают значительно превышать затраты для алгоритма БПФ.

Вместе с тем в случае применения спектрального метода взаимодействие с границами сетки начинает искажать решение на меньших расстояниях  $z$ , чем при использовании разностных схем. По-видимому, алгоритм БПФ является наиболее эффективным, когда исследуется тепловое самовоздействие на сравнительно коротких трассах ( $z \leq z_d$ ) и при умеренных значениях нелинейного параметра ( $|R| \leq 40$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кокрен У. Т. и др. Что такое «быстрое преобразование Фурье»? — Тр. Института инженеров по электронике и радиотехнике, 1967, 55, № 10, с. 7—17.
2. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere.— Appl. Phys., 1976, 10, N 1, p. 129—160; II — Appl. Phys., 1977, 14, N 1, p. 99—115.

Поступила в редакцию  
15.12.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 539.122.2

С. А. АХМАНОВ, Б. А. ГРИШАНИН, Г. А. ЛЯХОВ, Ю. В. ПОНОМАРЕВ

### КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ И ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКЕ. I. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 1. Эффекты статистики рентгеновского излучения

1.1. Настоящая работа посвящена теоретическому анализу статистических свойств излучения рентгеновских источников (основное внимание уделено синхротронному излучению (СИ)), обсуждению методов их измерения и рассмотрению эффектов частичности когерентности в динамическом рассеянии (ДР) рентгеновского излучения в кристаллах. В отличие от оптики, где изучение статистики световых полей (законов распределения, временных и пространственных корреляционных функций (КФ) различных порядков) представляет собой хорошо раз-

работанный раздел [1, 2], в рентгеновском диапазоне проблемам, связанным со статистическими свойствами излучения и влиянием статистики полей на рентгенооптические эксперименты, уделялось мало внимания. В рентгеновском диапазоне фактически не сделаны эксперименты по измерению таких фундаментальных характеристик, как масштабы продольной —  $r_{\parallel} = \sigma_{\tau}$  (т. е. временной; здесь  $\tau_k$  — время корреляции) и поперечной —  $r_{\perp}$  (пространственной) когерентности. Прогресс, достигнутый в рентгеновской оптике и связанный в первую очередь с успехами в разработке источников СИ, делает исследование статистики рентгеновского излучения актуальным.

Информация о когерентных свойствах используемого излучения необходима в технике рентгеновских изображений [3] и рентгеновской голографии [4]. Крупные успехи достигнуты в рентгеновской интерферометрии. В [5] описана система, фиксирующая смещения бездислокационных кристаллов с точностью до  $10^{-10}$  см и позволяющая провести прямое сравнение длин волн рентгеновского и оптического излучения. Предельные возможности здесь существенно зависят от масштабов когерентности используемого излучения  $r_{\parallel}$ ,  $r_{\perp}$ . То же самое относится к технике «стоячих волн», используемой для обнаружения микронеоднородностей в кристаллах [6]. Наконец, перспектива получения высококогерентного коротковолнового излучения — один из неоднократно декларированных стимулов разработки современных проектов создания рентгеновских и  $\gamma$ -лазеров [7]; и с этой точки зрения реальные представления о когерентных свойствах уже существующих рентгеновских источников и разработка соответствующих экспериментальных методик были бы весьма своевременны.

1.2. Детальное исследование статистики представляет первоочередной интерес для источников СИ; практически сейчас может идти речь лишь об измерении КФ поля СИ\*: их расчету посвящен § 2.

Помимо прикладного интереса, связанного с конкретными данными относительно  $r_{\parallel}$  и  $r_{\perp}$ , исследование свойств СИ в рентгеновском диапазоне имеет интересный физический аспект. Вследствие малости длины волны и связанной с этим относительной малостью дифракционных эффектов поперечная КФ СИ в рентгеновском диапазоне чувствительна к корреляционным свойствам источника, отличие которых от корреляционных свойств точечных независимых электронов уже не обязательно смазывается дифракцией на доступных расстояниях от электронного сгустка.

1.3. Принципиальное значение разработка методов исследования когерентности рентгеновских полей имеет в связи с проблемой рентгеновских лазеров. Выполненные в последнее время эксперименты, имеющие целью запуск рентгеновских лазеров [9—11], показали, что задача идентификации лазерного действия в рентгеновском диапазоне весьма сложна. В этом смысле измерение степени когерентности при разных уровнях накачки представляется удобным методом, поскольку для лазеров соответствующие зависимости являются универсальными и аналогичны таковым для фазовых переходов [12].

1.4. В связи с вышеизложенным представляется чрезвычайно актуальной разработка методов экспериментального определения КФ рентгеновского излучения; как уже указывалось, измерение полного набора характеристик законов распределения в настоящее время пред-

---

\* Корректное исследование статистики фотоотчетов существующими техническими средствами затруднительно; выполненные в [8] эксперименты не дали по этому поводу ясных результатов.

ставляется нереальным делом. Разумеется, при этом возможно перенесение в рентгеновский диапазон методов, разработанных в оптике\*. Особенно перспективны рентгеновские интерферометры, созданные Деляттом и сотрудниками [5]. Вместе с тем возможны и специфические для рентгеновского диапазона методы. В этом смысле несомненный интерес представляет ДР в совершенных кристаллах. Картина рассеяния определяется интерференцией рентгеновских пучков; очевидно, что ее интенсивность зависит от масштабов продольной и поперечной когерентности (возникают временные запаздывания, рассеянный пучок взаимодействует с разными участками падающего пучка); последнее обстоятельство может быть положено в основу метода измерения  $r_{\parallel}$ ,  $r_{\perp}$ . Использование ДР для измерения  $r_{\parallel}$  обсуждалось в [14]; проведенный там анализ деформации маятниковых решений, однако, неполон вследствие того, что не учтены эффекты пространственной когерентности. На самом же деле эффекты временной и пространственной когерентности при ДР тесно связаны [15], поэтому возможность сопоставления результатов [14] с экспериментом вызывает сомнение. В § 3 настоящей статьи развита теория ДР частично когерентных рентгеновских пучков; в расчетах учтены не только случайная, но и регулярная модуляция излучения. Полученные результаты дают полное представление о влиянии отклонений от идеальной когерентности на основные эффекты ДР (экстинкционные модуляции, эффект Бормана). Анализ их под углом зрения извлечения информации о КФ источника позволяет выявить вклады временной и пространственной когерентности. Результаты развитой теории представляют, на наш взгляд, интерес и еще в одном отношении. ДР электронов описывается теми же уравнениями, что и ДР рентгеновских лучей. Последнее позволяет обсудить поэтому и возможности определения когерентных свойств электронных пучков.

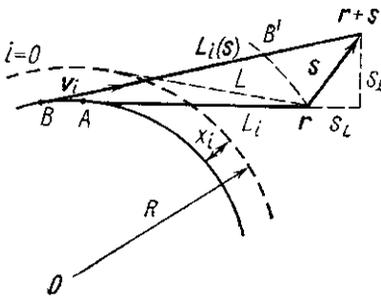
## § 2. Расчет радиусов пространственной когерентности СИ

Релятивистский пучок электронов является весьма специфическим источником излучения. Это обусловлено как его релятивистским характером, так и потенциальной существенностью его квантовой природы для формирования статистических характеристик самого пучка и его СИ. По этим соображениям анализ когерентных свойств СИ на основе обычной теоремы Ван-Циттерта — Цернике (ВЦЦ) нуждается в уточнении. В рамках классического описания пучка анализ, учитывающий основные особенности СИ, был выполнен в [16]; здесь мы уточним этот результат с учетом факторов, приводящих к справедливости оценок [4], и выявим пределы его применимости, обусловленные, как показано в п. 2.3, естественной когерентностью электронов, способной простирается на макроскопические расстояния  $\sim 10^{-3}$  см. Последний факт представляет, конечно, и самостоятельный интерес.

**2.1. Формирование когерентных свойств СИ в рамках классической картины.** В оптическом и рентгеновском диапазонах при реально используемых концентрациях в пучке излучение отдельных электронов можно считать не зависящим от остальных. Поэтому корреляция полей СИ в двух точках наблюдения  $\mathbf{r}$ ,  $\mathbf{r}+\mathbf{s}$  (рисунок) обусловлена только корреляцией полей  $E_i(\mathbf{r})$ ,  $E_i(\mathbf{r}+\mathbf{s})$ , создаваемых в этих точках одним и тем же  $i$ -м электроном. При равенстве относительных фаз этих полей для всех электронов суммарные поля  $\Sigma E_i(\mathbf{r})$ ,  $\Sigma E_i(\mathbf{r}+\mathbf{s})$  были бы пол-

\* О разработке так называемого «рентгеновского цугомера» сообщено в [13].

ностью когерентны. В действительности эти фазы определяются параметрами траектории каждого отдельного электрона. Проводимый в п. 2.2 расчет сводится к вычислению среднего значения фазового множителя  $\exp(i\phi_i)$ , определяющего вид КФ с точностью до ее «хвостов». Основным фактором, определяющим когерентность, оказывается не



Геометрия формирования относительной разности фаз СИ в точках наблюдения  $r$ ,  $r+s$

разброс по энергиям, а распределение электронов по поперечному сечению пучка (ср. [4, 16]). Интересным, хотя и естественным следствием релятивистского характера формирования СИ является несущественность для когерентных свойств СИ продольного распределения электронов в пучке: КФ СИ для сколь угодно вытянутого по орбите пучка может быть рассчитана по теореме ВЦЦ для плоского источника. Это обусловлено малостью участка траектории, ответственного за излучение в точку  $r$ .

Измерение пространственной КФ СИ в оптическом диапазоне может быть выполнено с помощью хорошо развитого метода поляризационного интерферометра [17]. Для этих измерений существенны ограничения на максимально допустимую разность хода, накладываемые временной когерентностью, в связи с чем учет роли фильтра СИ в п. 2.2 является важным дополнением к оценкам [4].

**2.2. Корреляционная функция СИ.** С учетом того, что в эксперименте всегда проводится усреднение за время наблюдения  $T$ , записываем искомую КФ в виде

$$K(s) = \sum_{i=1}^N \int_0^T \langle \mathbf{E}_{\Phi i}^{(-)}(r, t) \mathbf{E}_{\Phi i}^{(+)}(r+s, t) \rangle dt, \quad (2.1)$$

где  $\mathbf{E}_{\Phi i}^{(\pm)}$  — соответственно положительно- и отрицательно-частотные составляющие поля, создаваемые  $i$ -м электроном на выходе фильтра, выделяющего требуемый участок спектра  $\Delta\omega$ ;  $s$  — вектор пространственного смещения точки наблюдения (см. рисунок). С использованием спектрального представления  $F(i\omega)$  для отклика фильтра

$$\mathbf{E}_{\Phi i}^{(\pm)}(r, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\pm i\omega) \mathbf{E}_{i\omega}^{(\pm)}(r) e^{-i\omega t} d\omega,$$

где  $\mathbf{E}_{i\omega}^{(\pm)}$  — представление Фурье поля  $i$ -го электрона. Фильтр будем считать узкополосным в смысле  $\Delta\omega \ll \omega_0$  ( $\omega_0$  — его центральная частота), однако достаточно широкополосным по отношению к интервалу наблюдения:  $\Delta\omega T \gg 1$ , т. е. отклик на импульс СИ от отдельного электрона имеет длительность  $\tau_i \sim \Delta\omega^{-1}$ , значительно меньшую времени усреднения  $T$ , которое предполагается превосходящим также и время пролета всего пучка. С учетом этих соотношений и малости  $\Delta\omega$  по сравнению с масштабами существенного изменения спектральной интенсивности СИ отдельного электрона (т. е.

$$|E_{i\omega'}|^2 \approx |E_{i\omega}|^2 \text{ при } |\omega' - \omega| < \Delta\omega$$

приводим (2.1) к виду

$$K(s) = \frac{N}{\pi} \int_0^{\infty} |F(i\omega)|^2 \langle \mathbf{E}_{i\omega}^*(r) \mathbf{E}_{i\omega}(r+s) \rangle d\omega \quad (2.2)$$

( $N$  — число электронов пучка). Отвлекаясь от эффектов, связанных с квантовой делокализацией электронов и ролью импульса отдачи, ограничимся классическим анализом. Случайные поля  $E_{i\omega}(r)$ ,  $E_{i\omega}(r+s)$ , если пренебречь дифракционным изменением  $\sim s^2$  от точки  $B'$  до  $r+s$  (см. рисунок), отличаются лишь случайным фазовым множителем  $\exp(-i\omega\tau_i)$ , соответствующим временной задержке

$$\tau_i = [L_i(s) - L_i]/c - (AB)_i/v_i. \quad (2.3)$$

Здесь  $v_i$  — скорость  $i$ -го электрона на участке траектории, ответственном за излучение в точки  $r$ ,  $r+s$ . Таким образом, отличие орбит электронов существенно влияет лишь на фазу

$$\langle E_{i\omega}^*(r) E_{i\omega}(r+s) \rangle \approx E_{\omega}^*(r) E_{\omega}(r+s) \langle \exp[-i\omega(\tau_i - \tau_0)] \rangle,$$

где  $E_{\omega}(r)$  — регулярная комплексная амплитуда поля для центрального ( $i=0$ ) электрона пучка. В результате (2.2) приводится к

$$K(s) = \frac{N}{\pi} \int_0^{\infty} E_{\omega}^*(r) E_{\omega}(r+s) |F(i\omega)|^2 \langle \exp[-i\omega(\tau_i - \tau_0)] \rangle d\omega \quad (2.4)$$

и расчет КФ сводится к расчету случайного запаздывания (2.3) и последующему усреднению и интегрированию по частоте в (2.4).

Предположив малость пространственного радиуса корреляции  $r_{\perp}$  по сравнению с размерами пучка СИ, при  $s \ll r_{\perp}$  упрощаем (2.4) до

$$K(s) = \frac{N}{\pi} |E_{\omega_0}(r)|^2 \int_0^{\infty} |F(i\omega)|^2 \langle e^{-i\omega\tau_i} \rangle d\omega. \quad (2.5)$$

В разности хода (2.3) достаточно сохранить члены первого порядка по флуктуациям параметров орбиты. В этом приближении все орбиты — окружности, отличающиеся смещениями  $x_i$  по радиусу  $OA$  центральной орбиты, смещениями  $z_i$  в направлении магнитного поля и скоростями  $v_i$  движения электронов; отличия формы орбиты, ее наклон и т. д. в данном приближении не существенны. Смещения  $x_i$  обусловлены синхротронными и бетатронными колебаниями, разброс скоростей  $v_i$  — синхротронными,  $z_i$  — бетатронными. С учетом геометрии рисунка, удерживая билинейные по  $s$  и флуктуациям члены, получаем

$$\tau_i \approx \frac{s_{\perp}}{c} + \frac{1}{c} \left( -\frac{s_{\perp}x_i}{L} + \frac{s_z z_i}{L} + \frac{s_{\perp} \Delta v_i}{c} \right).$$

Здесь учтено, что при  $1-v/c \ll 1$  регулярной частью члена  $s(AB)_i$  можно пренебречь. В этой формуле содержится существенное отличие от близкого по смыслу анализа [16], где в результате несоответствующей аргументации роль радиального разброса предполагается несущественной. В действительности же поперечная структура источника и в радиальном направлении приводит к появлению дополнительного случайного запаздывания за счет поворота направлений распространения в точки наблюдения.

Подставляя  $\tau_i$  в (2.5), выполним усреднение, предполагая  $x_i$ ,  $z_i$  и  $v_i$  независимыми. Получаем с учетом узкополосности фильтра

$$K(s) = N |E_{\omega_0}(r)|^2 G(s_{\perp}/c) \theta_x(i\omega_0 s_{\perp}/Lc) \theta_z(i\omega_0 s_z/Lc) \theta_{\Delta v}(i\omega_0 s_{\perp}R/Lc^2), \quad (2.6)$$

где  $\theta_{x,z,\Delta v}$  — характеристические функции,

$$G(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |F(i\omega)|^2 e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2.7)$$

фактор, описывающий временную когерентность поля.

Таким образом, в изложенном приближении КФ СИ представляется в виде произведения факторов временной и пространственной когерентности, причем временная сводится к продольной, а пространственная, т. е. связанная с геометрией источника, — к поперечной. Специфическим для СИ является наличие дополнительного фактора некогерентности в поперечном направлении из-за разброса частиц по энергиям. Когерентность в осевом направлении носит обычный характер (ВЦЦ). Когерентность в поперечном направлении оценивается радиусом

$$r_{\perp x} \sim \min \left\{ \frac{\lambda L}{2\pi\sigma_x}, \frac{\lambda Lc}{2\pi R\sigma_v} \right\}.$$

Используемая в [16] оценка  $\sigma_v/c \sim 10^{-3}$  приводит к тому, что выражения в фигурных скобках оказываются одного порядка ( $\sigma_x \sim 2$  мм,  $L \approx 2$  м). В действительности, однако,  $\sigma_v/c \sim (1 - v^2/c^2)\sigma_E/E \ll \ll 10^{-6}\sigma_E/E \sim 10^{-9}$ . В результате специфический характер СИ практически не проявляется. Этот вывод в рамках классической модели электронов подтверждает возможность сведения СИ к излучению некогерентного плоского источника [4]. Однако такая модель абсолютно надежна лишь в оптическом диапазоне: в рентгеновском, которому посвящена работа [4], требуется дополнительный квантовый анализ.

Особенностью СИ является несовпадение рассчитываемого таким образом радиуса когерентности  $r_x$  с тем, что дает распространяемая, но не универсальная оценка  $r_R \approx \lambda/\Delta\theta$  по интегральной расходимости пучка. Это связано с существенной кривизной фронта СИ отдельного электрона, которая и определяет интегральную расходимость СИ. Рассчитанная же КФ правильно описывает истинную лишь в окрестности максимума, в которой нормированный коэффициент корреляции порядка единицы (см. условие  $s \ll r_{\perp}$  при написании (2.5)); расходимость же может определяться не только областью главных значений КФ, но и ее крыльями.

**2.3. Когерентность электронов и ее возможная роль в когерентных свойствах СИ.** Когерентные свойства нерелятивистских электронов являются привычным фактором: наличие ненулевой длины когерентности, в частности, позволяет воспроизводить с электронами интерференционные опыты типа опыта Юнга [18]. Когерентность электронов связана с пространственной делокализацией отдельных электронов, имеющей место наряду с классическими флуктуациями, роль которых выяснена в п. 2.2. Если поперечный радиус когерентности пучка становится сравним с размерами первой зоны Френеля для СИ, то квантовый характер пучка априори игнорировать нельзя. Отсюда получаем порядок длины волны СИ, начиная с которой для более коротких волн КФ должна рассчитываться на квантовом уровне:

$$\lambda \ll r_{e\perp}^2/L, \quad (2.8)$$

где  $r_{e\perp}$  — радиус когерентности электронов.

Хорошо известно, что радиус когерентности электронов естественным образом увеличивается с течением времени за счет расплывания волновых пакетов; этот дифракционный механизм в оптике лежит в

основе теоремы ВЦЦ. В случае электронного пучка в ускорителе имеется некоторая специфика дифракции по сравнению со случаем свободных пучков, так же как и в случае дифракции в оптических волноводных системах. Однако новым по сравнению с оптикой является наличие шумового воздействия на пучок со стороны вакуумного электромагнитного шумового поля, приводящего к раскачке синхротронных и бетатронных колебаний электронов за счет опосредствованного действия через импульсы отдачи [19] и прямого силового воздействия. Эти колебания вполне аналогичны флуктуациям атома в вакуумном поле, приводящим, как известно, к потере когерентности атомного состояния за время релаксации. Поэтому механизм квантовой раскачки колебаний пучка одновременно является механизмом, принципиально ограничивающим степень возможной когерентной квантовой делокализации электронов. Последняя может развиваться лишь на временах порядка времен затухания  $\tau$  колебаний в интересующих направлениях. Следовательно, для оценки радиусов когерентности пучка следует исходить из формулы [20]

$$\sigma_{\perp}^2(t) = \sigma_0^2 + (\hbar vt / p \sigma_0)^2,$$

положив в ней  $\sigma_0^2$  равной дисперсии, обеспечивающей минимальную неопределенность при  $t = \tau$ . В результате получаем оценку

$$r_{e\perp} \sim \min_{\sigma_0} \sigma_{\perp}(\tau) = (\sqrt{2} \hbar \tau / \gamma m)^{1/2}. \quad (2.9)$$

Для параметров ускорителя ФИАН-680 ( $\tau \sim 10^{-3}$  с,  $\gamma \sim 10^3$ ) получаем оценку  $r_{e\perp} \sim 20$  мкм. Это означает, что возможно отклонение КФ от рассчитанной на расстояниях  $L \ll 1$  м для длин волн, оцениваемых согласно (2.8) величинами  $\lambda \leq 4$  Å. Эти длины волн соответствуют хвосту спектра СИ. Приведенные оценки распространяются только на порядок величин и не учитывают ограничений, вносимых фокусирующим полем. Они преследуют цель — показать необходимость квантового анализа для расчета КФ СИ в рентгеновском диапазоне; для оптического диапазона в области мягких рентгеновских волн проведенный в п. 2.2 анализ вполне достаточен.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клаудер Дж., Сударшан Э. Основы квантовой оптики. М., 1970, 428 с.
2. Ахманов С. А., Чиркин А. С. Статистические явления в нелинейной оптике. М., 1971. 128 с.
3. Инденбом В. Л., Чуховский Ф. И. Проблема изображения в рентгеновской оптике.— Успехи физ. наук, 1972, 107, с. 229—265.
4. Кондратенко А. М., Скринский А. Н. Использование излучения электронных накопителей в рентгеновской голографии микрообъектов.— Оптика и спектроскопия, 1977, 42, с. 338—344.
5. Deslattes R. D., Henins A. X-Ray to visible wavelength ratios.— Phys. Rev. Lett., 1973, 31, p. 972—975.
6. Andersen S. K., Golovchenko J. A., Mair G. New applications of X-Ray standing-wave fields to solid state physics.— Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p. 1141—1145.
7. Чаплин Дж., Вуд Л. Рентгеновские лазеры.— Успехи физ. наук, 1977, 121, с. 331—344.
8. Гук И. С., Наугольный Н. Н., Тарасенко А. С. Исследование статистики фотонов синхротронного излучения электронов в накопителе.— Журнал эксперим. и теор. физ., 1976, 70, с. 511—520.
9. Jaegle P., Jamelot G., Carillon A., Sureau A., Dhez P. Superradiant line in the soft-X-Ray range.— Phys. Rev. Lett., 1974, 33, p. 1070—1073.
10. Жерихин А. Н., Кошелев К. Н., Крюков П. Г., Летохов В. С., Чекалин С. В. Наблюдение аномалий интенсивности в области 58—78 Å на пе-

- реходах CIV при двухступенчатом нагреве плазмы ультракороткими лазерными импульсами.— Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 325—328.
11. Илюхин А. А., Перегудов Г. В., Рогозин Е. Н., Собельман И. И., Чирков В. А. К проблеме лазеров в далеком ультрафиолете  $\lambda \sim 500$ —700 А.— Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с. 569—574.
  12. Ахманов С. А., Пахалов В. Б., Чиркин А. С. Формирование пространственной когерентности лазерного излучения при прохождении через порог генерации.— Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с. 391—395.
  13. Абоян А. О., Безиргян П. А., Эйрамджян Ф. О. Цугомер рентгеновского диапазона.— Доклады Акад. наук Армянской ССР, 1974, 49, с. 245—249.
  14. Инденбом В. Л. Интерференционная спектроскопия рентгеновского излучения.— Кристаллография, 1976, 21, с. 479—483.
  15. Ахманов С. А., Гришанин Б. А., Ляхов Г. А., Пономарев Ю. В. Тезисы докл. на V Вавиловской конф. по нелинейной оптике. Новосибирск, июнь 1977 г.
  16. Bernard C., Rousseau M. Statistical properties of synchrotron radiation.— J. Opt. Soc. Amer., 1974, 64, p. 1433—1444.
  17. Ахманов С. А., Голяев Ю. Д., Тункин В. Г., Чиркин А. С. Пространственная когерентность оптических гармоник и распространение статистически неизоотропных световых пучков.— Квантовая электроника, 1975, 2, с. 1171—1178.
  18. Möllenstedt G., Düker H. Beobachtungen und Messungen an Biprisma — Interferenzen mit Elektronenwellen.— Zs. f. Phys., 1956, 145, p. 377—397.
  19. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974. 391 с.; Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Теория циклических ускорителей. М., 1962. 352 с.
  20. Блохинцев Д. И. Пространство и время в микромире. М., 1970. 359 с.

Поступила в редакцию  
24.11.78

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1980, Т. 21, № 6

УДК 539.122.2

**С. А. АХМАНОВ, Б. А. ГРИШАНИН, Г. А. ЛЯХОВ, Ю. В. ПОНОМАРЕВ**

## **КОГЕРЕНТНЫЕ СВОЙСТВА РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ И ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКЕ. II. ДИНАМИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ**

### **§ 3. Учет частичной когерентности в теории динамического рассеяния**

Из экспериментально наблюдаемых эффектов рентгеновской оптики наиболее чувствительны к статистике излучения эффекты динамического рассеяния (ДР) — экстинкционные («маятниковые») биения и эффект аномального прохождения, имеющие интерференционную природу. Их количественный анализ может служить поэтому способом исследования когерентности рентгеновских пучков. Существенно, что при этом эффективно использование традиционных для рентгеновской интерферометрии схем.

3.1. Расчет энергии рассеяния (двухволновое приближение). Обобщение теории ДР на случай частично когерентного излучения проводим на основе приближения Такаги [1]. Пусть на кристалл, оптические свойства которого описывает восприимчивость

$$\chi(\mathbf{r}) = \sum_h \chi_h \exp(-ik_h \mathbf{r}) \quad (3.1)$$