

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

КОНОВКО АНДРЕЙ АНДРЕЕВИЧ

**Рентгеновская микроскопия на основе
кристаллов с переменным периодом решетки**

Специальность 01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2006

Работа выполнена на кафедре общей физики и волновых процессов
физического факультета и в Международном учебно-научном лазерном
центре Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук,
профессор **А.В. Андреев**

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,
в.н.с **М.А. Андреева**

Кандидат физико-математических наук,
с.н.с **И.В. Кожевников**

Ведущая организация: Московский государственный институт
электроники и математики

Защита состоится «16» февраля 2006 года в 15-30 часов на заседании
диссертационного совета К 501.001.02 в Московском государственном
университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119992 ГСП-2,
г. Москва, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, аудитория ЮФА.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факуль-
тета МГУ им М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан «16» января 2006 года.

Ученый секретарь диссертационного
совета К 501.001.02,
кандидат физико-математических наук

И.А. Никанорова

Актуальность проблемы

Рентгеновская микроскопия применяется для исследования внутренней структуры оптически непрозрачных объектов и объектов, размеры которых меньше длины волн оптического диапазона. В биологии и дефектоскопии часто возникают задачи исследования объектов субмикронного масштаба. Поэтому схемы рентгеновской микроскопии для решения подобных задач должны обеспечивать субмикронное разрешение по объекту, а также достаточное увеличение изображения.

Настоящая работа посвящена развитию теории методов рентгеновской микроскопии с субмикронным разрешением, основанной на использовании монокристалла в качестве оптического элемента. Основное внимание уделяется оптической схеме рентгеновского микроскопа с использованием асимметричного и крайне асимметричного брэгговского отражения от кристалла.

Существенным препятствием на пути создания рентгеновского микроскопа с субмикронным разрешением является дифракция на пути объект-кристалл. Проведенные исследования показывают, что в кристалле с определенным профилем деформации возможна фокусировка рентгеновского излучения, а, следовательно, компенсация дифракционного расплывания.

Необходимой частью установки, осуществляющей рентгеновскую микроскопию, является источник рентгеновского излучения. В качестве такового можно использовать, например, синхротрон или рентгеновскую трубку. Кроме того, одним из перспективных источников рентгеновского излучения является плазма, создаваемая при взаимодействии лазерного импульса с твердотельной мишенью.

Выбор того или иного источника зависит от целого ряда факторов. Синхротронное излучение обладает уникальными характеристиками, что снимает целый ряд ограничений. Однако, в настоящей работе мы будем уделять основное внимание лабораторным источникам, основанным на

использовании рентгеновской трубки или рентгеновского излучения лазерной плазмы. Мы анализируем возможность создания рентгеновского микроскопа на основе кристаллов с переменным периодом решетки в диапазоне жесткого рентгеновского излучения.

Плазма, образованная при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с твердотельной мишенью, может обеспечить короткий, но яркий импульс рентгеновского излучения, что позволит изучать различные быстрые процессы в биологических объектах и технологических процессах. В настоящей работе проводятся расчеты спектра тормозного рентгеновского излучения лазерной плазмы. Одновременно проводятся исследования возможности возбуждения ядер в фемтосекундной лазерной плазме и осуществляются расчеты эффективности возбуждения ядер тормозным излучением горячих электронов. Мы показываем, что результаты теоретических расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Цели и задачи диссертационной работы

1. Теоретический анализ возможности разработки схем рентгеновской микроскопии с субмикронным разрешением, основанных на использовании асимметричного брэгговского отражения от кристаллов с переменным периодом решетки.

2. Разработка электродинамической модели тормозного рентгеновского излучения нестационарной лазерной плазмы и анализ эффективности возбуждения ядер в фемтосекундной лазерной плазме тормозным рентгеновским излучением.

3. Создание программного комплекса для численного моделирования работы рентгеновского микроскопа, основанного на использовании асимметричного брэгговского отражения от кристаллов с переменным периодом решетки.

4. Разработка моделей и программного обеспечения для расчета спектра тормозного излучения фемтосекундной лазерной плазмы. Проведение комплекса расчетов эффективности возбуждения ядер в лазерной плазме в зависимости от параметров облучающего лазерного импульса

и характеристик мишени.

Научная новизна

1. Показано, что схемы рентгеновской микроскопии, основанные на использовании асимметричной и крайне асимметричной брэгговской дифракции, позволяют достичь субмикронного разрешения по объекту, если скомпенсировать влияние дифракции в свободном пространстве на пути от объекта до кристалла.

2. Показано, что применение кристаллов с переменным периодом решетки позволяет достичь компенсации дифракционного расплывания, тем самым давая возможность совместить в одном кристалле увеличительный и фокусирующий рентгенооптические элементы.

3. Показано, что модель спектра тормозного излучения фемтосекундной лазерной плазмы позволяет адекватно описать результаты экспериментов по облучению мишени из тантала фемтосекундными лазерными импульсами.

Защищаемые положения

1. Зависимость дифракционной длины пространственно ограниченного рентгеновского пучка, дифрагированного на кристалле в асимметричной схеме дифракции Брэгга, от параметра асимметрии β определяется выражением:

$$L_D(\beta) = \frac{a^2 \kappa}{1 + 1/\beta^2},$$

где a — ширина пучка, а κ — волновое число рентгеновского излучения.

2. Кристаллы Ge(111) с экспоненциальным профилем деформации решетки позволяют скомпенсировать дифракционное расплывание рентгеновского пучка и, будучи примененными в асимметричной схеме дифракции, могут быть использованы для увеличения в 30 раз с разрешением по объекту не ниже 0.15 мкм при длине волны $\lambda = 1.541 \text{ \AA}$.

3. Основной вклад в возбуждение ядер в фемтосекундной приповерхностной лазерной плазме вносят процессы радиационного возбуждения тормозным рентгеновским излучением горячих электронов. До тех пор, пока средняя длительность электрон-ионного соударения меньше време-

ни свободного пробега электрона (интенсивность облучающего импульса порядка 10^{15} Вт/см²) возбуждение ядер происходит когерентно (пропорционально квадрату интенсивности); дальнейшее повышение интенсивности лазерного излучения приводит к росту числа горячих электронов и частоты электрон-ионных соударений, что приводит сначала к спаду числа возбужденных ядер (поскольку перекрывающиеся импульсы тормозного излучения некогерентны); а затем — к традиционной линейной зависимости числа возбужденных ядер от интенсивности лазерного излучения.

Практическая значимость работы определяется тем, что проведенный комплекс исследований дает возможность оптимизации схемы построения экспериментальных установок для рентгеновской микроскопии и томографии, а также возможность оптимизации параметров лазерных импульсов и характеристик мишени при проведении экспериментов по возбуждению ядер в фемтосекундной лазерной плазме.

Апробация работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались на VII Российской конференции “РСНЭ” (Москва, Россия, 2000), конференции молодых ученых «Ломоносов-2004» (Москва, Россия, 2004), XVII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике «ICONO/LAT-2005» (Санкт-Петербург, Россия, 2005; секция Ultrafast Phenomena Physics of Super-intense Laser Fields, сессия IThV6), семинаре физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. По материалам диссертации опубликовано 5 печатных работ.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Полный объем работы: 149 страниц, включая 50 рисунков. Библиография содержит 159 наименований, в том числе, 5 авторских публикаций.

Личный вклад

Все использованные в диссертации результаты получены автором лично, либо при его определяющем участии в постановке задач, разработке

методик измерений и проведении экспериментов.

Содержание работы

Во введении кратко обоснована актуальность выбранной темы, определены цели диссертационной работы, сформулированы основные защищаемые в ней положения и охарактеризована ее структура.

Первая глава посвящена обзору основных методов рентгеновской микроскопии и моделей возбуждения ядер в лазерной плазме. В первом параграфе рассматриваются традиционные методы рентгеновской микроскопии, уже прошедшие апробацию в течение нескольких десятилетий, такие как контактная, проекционная микроскопия и т.д, а также проведен сравнительный анализ основных принципов различных методов рентгеновской микроскопии. Во втором параграфе затронуты вопросы создания рентгеновских источников и возбуждения ядерных переходов в фемтосекундной лазерной плазме. В заключение первой главы будут сформулированные задачи, которым посвящена работа.

Вторая глава является оригинальной и посвящена расчету рентгеновского микроскопа на кристалле в асимметричной схеме дифракции.

В первом параграфе второй главы рассмотрен принцип работы рентгеновского микроскопа с использованием асимметричного брэгговского отражения. Сделаны оценки предельного коэффициента асимметрии.

Во втором параграфе рассмотрена постановка задачи динамической дифракции ограниченных пучков на идеальном кристалле. Показано, что зависимость дифракционной длины пространственно ограниченного рентгеновского пучка, дифрагированного на кристалле в асимметричной схеме дифракции Брэгга, от параметра асимметрии β дается выражением:

$$L_D(\beta) = \frac{a^2 \kappa}{1 + 1/\beta^2},$$

где a — ширина пучка, а κ — волновое число рентгеновского излучения.

В третьем параграфе проведен расчет ряда параметров рентгеновской микроскопии с использованием кристаллов в качестве оптических элементов. Показано, что применение кристалла $Ge(111)$ позволяет ре-

ализовать 50-кратное увеличение с разрешением 1.5\AA по объекту, если скомпенсировано дифракционное расплывание на пути от объекта до кристалла.

В четвертом параграфе проводится расчет параметров кристаллов для экспериментальной установки. Проведен расчет параметров установки на основе кристалла $Si(220)$, $\beta = 20$ для $\lambda = 1.541\text{\AA}$.

Третья глава так же является оригинальной и посвящена решению задачи моделирования дифракции на кристалле с переменным периодом решетки.

В первом параграфе третьей главы рассматривается искажение профиля пучка вследствие дифракции в свободном пространстве. Зависимость ширины плоского гауссового пучка от расстояния в параксиальном приближении задается формулой:

$$a(z) = \sqrt{a^2 + \frac{z^2}{a^2\kappa^2}}.$$

При этом спектр такого пучка имеет вид:

$$f(k_x, k_z) = a \exp \left\{ -\frac{1}{2}a^2k_x^2 - i\frac{z}{2\kappa}k_x^2 \right\}$$

Расширение пучка формально можно объяснить наличием в фазе пучка дифракционного слагаемого, квадратичного по k_x . Отсюда следует, что для восстановления исходного профиля нужно уже искаженному пучку придать фазовый набег, пропорциональный k_x^2 :

$$f(k_x, k_z) = a \exp \left\{ -\frac{1}{2}a^2k_x^2 - i\frac{L}{2\kappa}k_x^2 + i\frac{d^2\phi_c}{dk_x^2}k_x^2 + i\frac{d\phi_c}{dk_x}k_x \right\}$$

При этом ширина пучка будет определяться формулой:

$$a(L) = \sqrt{a^2 + \frac{1}{a^2\kappa^2} \left(L - \kappa \frac{d^2\phi_c}{dk_x^2} \right)^2}.$$

Во втором параграфе третьей главы поставлена задача динамической дифракции на кристалле с переменным периодом решетки. Будем решать задачу в двухволновом приближении, считая, что в кристалле

существует только две волны: проходящая \mathbf{E}_0 и дифрагированная \mathbf{E}_h , соответствующая наименьшему вектору обратной решетки $\mathbf{H}(\mathbf{r})$. Предположим также, что период кристалла (и вектор обратной решетки) меняется с глубиной и зависит только от координаты z :

$$\mathbf{H}(z) = \mathbf{H}_0 + h(z)\mathbf{e}_z$$

где \mathbf{H}_0 — вектор обратной решетки идеального кристалла, а $h(z)$ — добавка, обусловленная деформацией решетки. Волновой вектор падающей на кристалл плоской волны равен

$$\mathbf{k}_0 = \kappa \cos \theta_0 \mathbf{e}_x + \kappa \sin \theta_0 \mathbf{e}_z,$$

а волновой вектор дифрагированной волны равен

$$\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{H}(z).$$

Будем рассматривать s-поляризованные волны и крайне асимметричную схему дифракции. В этом случае выражения для падающего и дифрагированного полей будут иметь вид:

$$\mathbf{E}_0 = E_0(z)\mathbf{e}_x,$$

$$\mathbf{E}_h = E_h(z)\mathbf{e}_x.$$

В итоге получаем систему уравнений для амплитуд прошедшей E_0 и дифрагированной E_h волн:

$$\begin{cases} \frac{d^2 E_0}{dz^2} + 2i\kappa\gamma_0 \frac{dE_0}{dz} = -\kappa^2 \chi_0 E_0 - \kappa^2 \chi_h E_h \\ \frac{dE_h}{dz} g_1(z) = -\kappa^2 \chi_h E_0 + E_h (g_0 + g_2(z)). \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} g_0 &= -\kappa^2 \chi_0 - 2\kappa H_0 \cos \theta_0 \sin \psi + H_0^2 \sin^2 \psi \\ g_1(z) &= 2i\kappa\gamma_0 - 2iH_0 \cos \psi - 2ih(z) - 2iz \frac{dh(z)}{dz} \end{aligned}$$

и

$$g_2(z) = -2\kappa\gamma_0 h(z) + h(z)^2 + 2h(z)H_0 \cos \psi + \\ + 2i \frac{dh(z)}{dz} - 2\kappa z \gamma_0 \frac{dh(z)}{dz} + 2zH_0 \cos \psi \frac{dh(z)}{dz} + \\ + 2zh(z) \frac{dh(z)}{dz} + iz \frac{d^2 h(z)}{dz^2} + z^2 \left(\frac{dh(z)}{dz} \right)^2$$

Граничные условия имеют вид:

$$E_0(0) = 1$$

$$E_0(\infty) = 0$$

$$E_h(\infty) = 0$$

Будем рассматривать случай экспоненциальной деформации кристалла. В слабоасимметричной схеме дифракции система упрощается и коэффициент отражения принимает вид:

$$R(0) = -\frac{2a}{b+s} \left(1 + \frac{a_3 d_0}{1+d_0 s} \frac{{}_1F_1(1+\alpha, 1+\beta, a_3 d_0)}{{}_1F_1(\alpha, \beta, a_3 d_0)} \right)$$

Если межплоскостное расстояние у поверхности кристалла больше, чем в глубине, коэффициент отражения деформированного кристалла по отношению к коэффициенту отражения идеального кристалла сдвинут в сторону меньших углов. Кроме того, существует область, в которой фаза коэффициента отражения меняется квадратичным образом в зависимости от проекции волнового вектора падающей волны на поверхность кристалла (см. рис. 1,2.) Таким образом, в во втором параграфе предложено приближенное аналитическое решение и показана принципиальная возможность создания фокусирующих систем на основе кристаллов с переменным периодом решетки.

В третьем параграфе выведены формулы расчета некоторых параметров фокусировки рентгеновского пучка в асимметричной схеме дифракции. Показано, что возможность восстановления профиля падающего пучка определяются величиной параметра:

$$L_f = \beta^2 \cdot \left(\kappa \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial k^2} \cdot \sin^2(\theta_b - \psi) - L_1 \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial k} \cdot \cos(\theta_b + \psi)$$

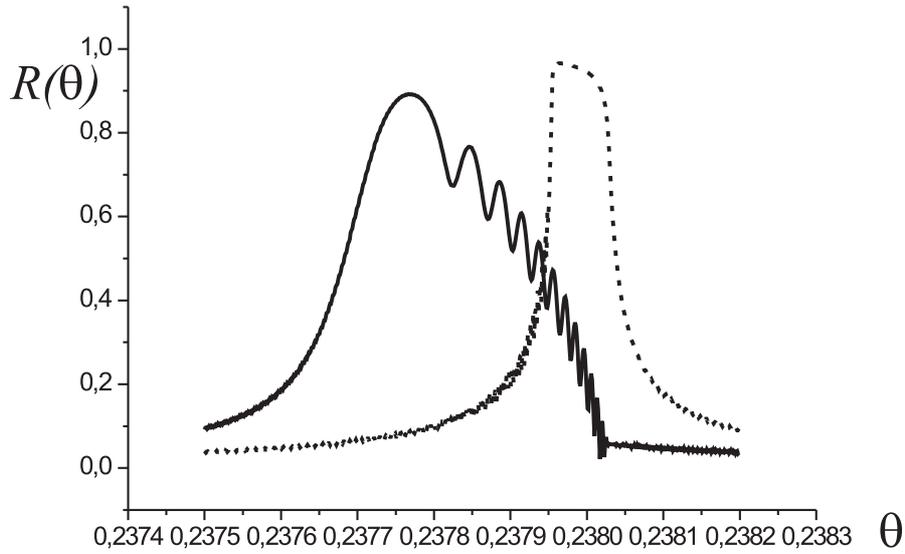


Рис. 1. Модуль коэффициенты отражения, рассчитанный для идеального (пунктир) и деформированного (непрерывная линия) кристаллов.

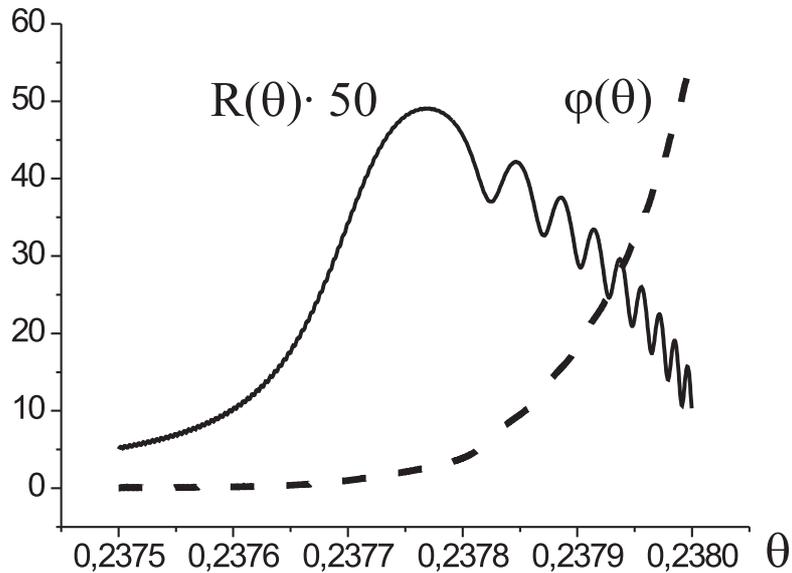


Рис. 2. Коэффициент отражения деформированного (непрерывная линия) кристалла и его фаза (пунктир).

Пучок восстанавливается на расстоянии L_f от кристалла, если $L_f > 0$. При $L_f \leq 0$ фазовая коррекция невозможна и ширина отраженного пучка растет по мере увеличения расстояния от кристалла. Длина перетяж-

ки сфокусированного пучка определяется формулой:

$$d = \beta^2 \cdot a^2 \cdot \kappa$$

Четвертый, заключительный параграф посвящен описанию результатов численных экспериментов по расчету фокусировки рентгеновского излучения в крайне асимметричной схеме дифракции. Проведен расчет параметров установки на основе кристалла $Ge(111)$, $\beta = 30$ для $\lambda = 1.541 \text{ \AA}$.

Четвертая глава диссертации также является оригинальной и посвящена описанию разработанной в ходе выполнения диссертационной работы модели возбуждения ядерных переходов тормозным излучением горячих электронов.

В первом параграфе изложен принцип построения модели на основе уравнений Максвелла-Блоха для двухуровневой среды. В типичных условиях эксперимента по возбуждению ядерных переходов в фемтосекундной лазерной плазме возбуждается один, самый низкоэнергетический ядерный уровень. Поэтому мы можем использовать двухуровневую модель ядра. В этом случае система уравнений, описывающих эволюцию ядерных уровней, имеет вид:

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}, t, \omega_0) f(\omega_0) d\omega_0 - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_e(\mathbf{r}, t), \\ \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + (\Gamma - i\omega_0) \mathbf{j} &= -\frac{i|m|^2}{\hbar c} \mathbf{A} \rho_0, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \Gamma_1 \rho_2 &= \frac{i}{\hbar c} [\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \mathbf{A}^*(\mathbf{r}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \mathbf{j}^*(\mathbf{r}, t)] \end{aligned}$$

где \mathbf{A} – векторный потенциал электромагнитной волны; $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t, \omega_0)$ – плотность тока ядерного перехода на частоте ω_0 которая попадает в доплерский контур $f(\omega_0)$; \mathbf{j}_e – плотность тока свободных электронов плазмы; $\Gamma = 1/T_2$ однородная ширина ядерного перехода; $m = \mathbf{e} m = \mathbf{e} \langle 2 | \mathbf{j} | 1 \rangle$ матричный элемент ядерного перехода между основным $|1\rangle$ и первым возбужденным $|2\rangle$ уровнями ядра (здесь \mathbf{e} вектор поляризации электромагнитной волны); ρ_2 и ρ_0 плотность населенности первого воз-

бужденного уровня и полная плотность ядер соответственно; $1/\Gamma_1$ время жизни первого возбужденного уровня.

Во втором параграфе проводится решение поставленной выше задачи. В частности, получено выражение для векторного потенциала тормозного излучения горячих электронов:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_i \frac{e\mathbf{v}(\omega)}{cR_i} \exp(-ikR_i),$$

где $k = \omega\sqrt{\varepsilon}/c$ волновое число $R_i = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|$, а \mathbf{v} — скорость горячего электрона.

Получено выражение для эффективности возбуждения ядер:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{\omega^2 |d|^2 N_0}{\hbar^2 c^2 V} \frac{\pi}{\sqrt{2\pi} \Delta\omega_D} \int dV \int d\omega \int d\omega' \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_n)^2}{2\Delta\omega_D^2}\right] \\ [A(\omega) A^*(\omega') \exp[i(\omega - \omega')t] + A^*(\omega) A(\omega') \exp[i(\omega - \omega')t]]$$

Также во втором параграфе четвертой главы проводится сравнение зависимости числа возбужденных ядер от ряда параметров для различных моделей векторного потенциала.

В третьем параграфе предлагается модель корреляционной функции векторного потенциала. Основная идея предложенной модели состоит в учете конечности времени столкновения между электроном и ионом. Сокращение времени столкновения приводит к расширению спектра тормозного излучения и сдвигу его в более высокочастотную область, что, в свою очередь, приводит к увеличению области перекрытия между тормозным спектром и доплеровски уширенной линией ядерного перехода. Возрастание же области перекрытия проявляется в росте числа возбужденных ядер. На ее основе этой модели выводится выражение для тормозного спектра лазерной плазмы:

$$I(\omega) = \frac{e^2 \langle v^2 \rangle \omega^3}{(2\pi\alpha v_0)^2 c^3} K_1\left(\frac{\omega}{\alpha v_0}\right)$$

График функции $I(\omega)$ показан на рис. 3. Мы видим, что профиль интенсивности очень близок к форме спектра излучения черного тела. Однако

в отличие от излучения черного тела максимум спектральной плотности достигается на частоте $\omega_m = 2\alpha v_0$, которая обратно пропорциональна времени столкновения. Также на основе полученной корреляционной функции строится выражение для эффективности возбуждения ядер:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{6\sqrt{2\pi}N_0\omega_n^2 |d|^2}{\hbar^2 c^2 V} \frac{e^2}{(2\pi c)^2} \cdot \frac{\nu_e t}{\alpha^2} |\omega| K_1\left(\frac{|\omega|}{\alpha v_0}\right) \sqrt{\frac{2\pi}{4\Delta\omega_D^2 + \nu_e^2}} \int dV \frac{\exp(-2\mu r)}{r^2} \cdot I_\Omega$$

где

$$I_\Omega = \int d\Omega \exp\left(-\frac{2\Omega^2}{4\Delta\omega_D^2 + \nu_e^2}\right) \cos\left[\frac{2\nu_e^2(\Omega - \omega_n)t}{4\Delta\omega_D^2 + \nu_e^2}\right] \exp\left(-2\frac{\Delta\omega_D^2 \nu_e^2 t^2 + \omega_n(\omega_n - 2\Omega)}{4\Delta\omega_D^2 + \nu_e^2}\right)$$

На рис. 4 показана зависимость числа возбужденных ядер от параметра α и времени. При этом параметр c_0/τ (c_0 — величина, обратная тепловой скорости горячего электрона) меняется в пределах $10^7 \pm 5 \cdot 10^5$, при этом $\tau = 10^{-17}$ с. Время меняется в интервале от нуля до $5 \cdot 10^{-13}$ с. Интересно сравнить полученный результат с данными эксперимента. В работе «*Возбуждение и распад низколежащих ядерных состояний в*

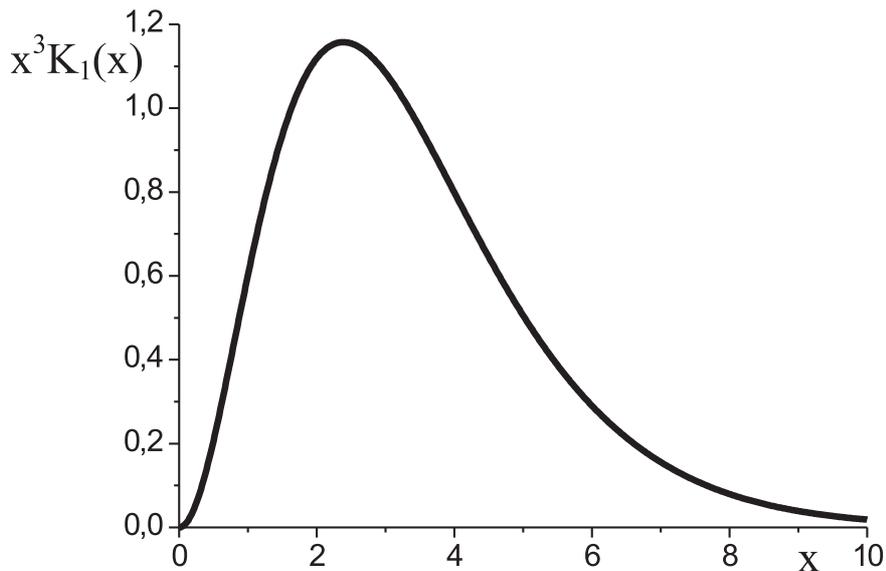


Рис. 3. Спектр интенсивности тормозного излучения плазмы.

плотной плазме субпикосекундного лазерного импульса» (А.В. Андреев, В.М. Гордиенко, А.М. Дыхне, М.П. Калашников, П.М. Михеев, П.В. Никлес, А.Б. Савельев, Е.В. Ткаля, Р.А. Чалых, О.В. Чутко; ЖЭТФ, Т.118, №6(12), стр. 1343–1357, 2000) оценка общего числа возбужденных в лазерной плазме ядер дает значение $(2 \pm 0.5) \cdot 10^4$ ядер на одну лазерную вспышку. Таким образом, наш результат находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными.

В четвертом параграфе развита статистическая модель возбуждения ядер тормозным излучением горячих электронов. В рамках этой модели показано, что неперекрывающиеся импульсы тормозного излучения электронов, соударяющихся с ионами, возбуждают ядра когерентным образом. Рост числа электрон-ионных столкновений приводит к росту числа возбужденных ядер, пока последнее не достигнет максимума. Последующий рост числа соударений приводит к спаду числа возбужден-

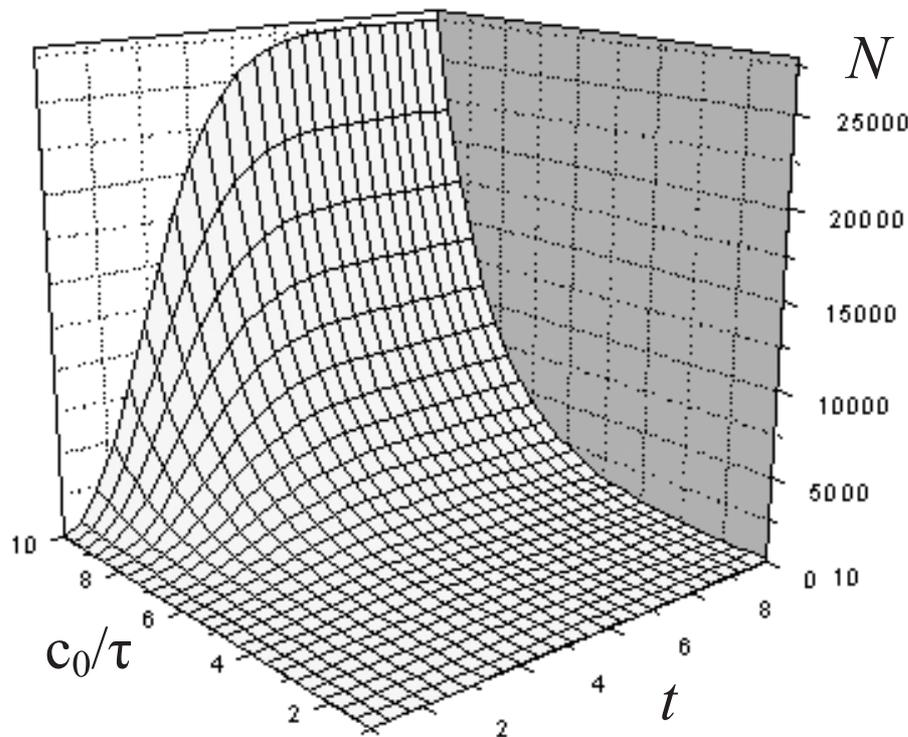


Рис. 4. Зависимость числа возбужденных ядер от времени t и параметра, обратно пропорционального времени соударения электрона с ионом.

ных ядер, поскольку перекрывающиеся импульсы тормозного излучения некогерентны. Однако затем дальнейшее увеличение числа соударений приводит к линейному росту числа возбужденных ядер. Если число перекрывающихся импульсов определить выражением

$$N_c = \frac{T_p}{\tau_0}$$

то весь интервал времени облучения мишени делится на N_c ячеек. Число непустых ячеек при этом приближенно равно

$$K_c = \frac{T_p}{\tau} \operatorname{th} \left[k_i \frac{\tau}{T_p} \right]$$

Среднее число соударений в одной ячейке моделируем следующим выражением

$$N_{1c} = k_c \frac{\tau}{T_p} + \exp \left[-k_c \frac{\tau}{T_p} \right]$$

где k_c — полное число столкновений. Таким образом, среднее число соударений в течение времени облучения мишени равно

$$N_{total} = N_{1c} \cdot K_c$$

и эффективность возбуждения ядер дается выражением:

$$N_2 = \frac{\omega^2 |d|^2}{\hbar^2 c^2} \frac{4\pi N_0}{\sqrt{2\pi} \Delta\omega_D} \frac{e^2}{c^2} \int \frac{\exp(-\mu R)}{R^2} dV \int d\omega \int d\omega' \cdot \exp \left[-\frac{(\omega - \omega_n)^2}{2\Delta\omega_D^2} \right] \frac{\sin[\tau(\omega - \omega')]}{(\omega - \omega')} \cdot \left[e^{(r-1)\sigma^2} N_c K_c (N_c K_c - 1) \langle v^*(\tau, \omega) \rangle \langle v(\tau, \omega') \rangle + N_c K_c \langle v^*(\tau, \omega) v(\tau, \omega') \rangle \right]$$

где угловые скобки означают усреднение по распределению Максвелла.

Показано, что зависимость числа возбужденных ядер от числа электрон-ионных соударений имеет является немонотонной и имеет ярко выраженный максимум (см. рис. 5).

Первоначальный рост числа возбужденных ядер вызван растущим числом электрон-ионных соударений, увеличивающих долю энергии тормозного излучения. Причем перекрывающиеся импульсы тормозного

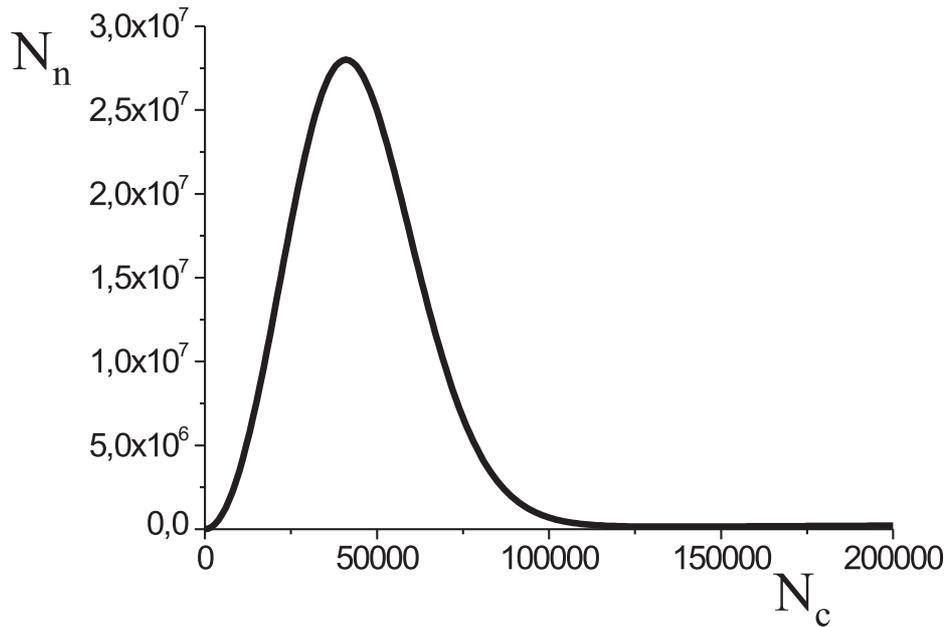


Рис. 5. Зависимость числа возбужденных ядер от числа электрон-ионных соударений.

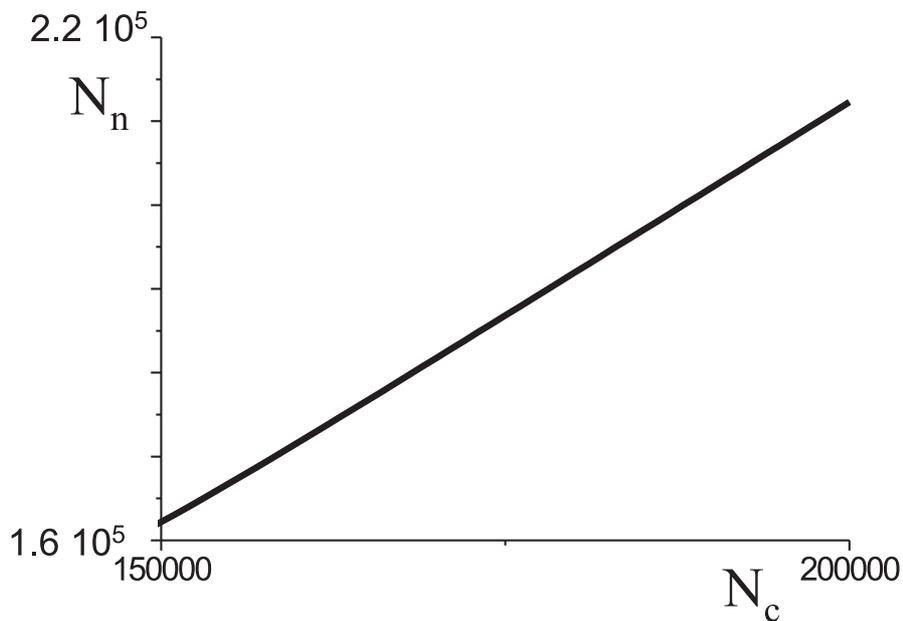


Рис. 6. Зависимость числа возбужденных ядер от числа электрон-ионных соударений при больших значениях N_c .

излучения возбуждают ядра когерентно. Дальнейший спад объясняется тем, что при увеличении числа соударений несогласованные по фазе импульсы тормозного излучения различных электронов начинают пере-

крываться, возбуждая данное ядро некогерентно. Последующий линейный рост (см. рис. 6) вызван тем, что при увеличении числа электронно-ионных соударений растет и энергия тормозного излучения.

Проведено сравнение различных моделей. Число возбужденных ядер, рассчитанное в рамках предлагаемой модели, и число, рассчитанное из модели черного тела, по порядку величины совпадают с экспериментальными данными по порядку величин.

В Заключение сформулированы **основные выводы и результаты**, полученные в ходе выполнения диссертационной работы:

- *зависимость дифракционной длины пространственно ограниченного рентгеновского пучка, дифрагированного на кристалле в асимметричной схеме дифракции Брэгга, от параметра асимметрии β определяется выражением:*

$$L_D(\beta) = \frac{a^2 \kappa}{1 + 1/\beta^2},$$

где a — ширина пучка, а κ — волновое число рентгеновского излучения;

- *показано, что использование кристалла $Ge(111)$ совместно с рентгеновской трубкой в качестве источника рентгеновского излучения $\lambda = 1.541$ мкм позволяет достичь разрешения 0.15 мкм по объекту при коэффициенте асимметрии $\beta = 50$;*
- *показано, что применение кристалла с экспоненциальным профилем деформации решетки позволяет скомпенсировать дифракционное расплывание и осуществлять микроскопию с разрешением не ниже 0.15 мкм с использованием кристалла $Ge(111)$, $\lambda = 1.541$ мкм, $\beta = 30$, $\Delta d/d = 10^{-3}$;*
- *получены простые формулы, позволяющие рассчитывать основные параметры фокусировки ограниченных рентгеновских пучков с помощью кристаллов с переменным периодом решетки;*

- *создан программный комплекс для численного моделирования работы рентгеновского микроскопа, основанного на использовании асимметричного брэгговского отражения от кристаллов с переменным периодом решетки.*
- *разработана модель тормозного спектра плазмы, создаваемой при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса нерелятивистской интенсивности с твердотельной мишенью;*
- *разработана модель возбуждения ядер мишени тормозным излучением фемтосекундной лазерной плазмы;*
- *показано, что зависимость числа возбужденных ядер от интенсивности лазерного излучения носит немонотонный характер.*

Публикации по теме диссертации

1. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Коновко А.А., Асадчиков В.Е., Сенин Р.А. *Рентгеновская микроскопия с использованием крайне асимметричного отражения от кристалла* // Труды Третьей Национальной конференции по применению Рентгеновского, Синхротронного излучений, Нейтронов и Электронов для исследования материалов, с. 404 (2001).
2. Андреев А.В., Коновко А.А. *Рентгеновская микроскопия с использованием крайне асимметричного отражения от кристалла* // Вестник МГУ. Серия 3 физика, астрономия, №5.- с.49–52 (2002).
3. Андреев А.В., Коновко А.А. *Фокусировка рентгеновского излучения с помощью деформированных кристаллов* // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, №1.-2003, р.28–32.
4. Андреев А.В., Коновко А.А. *Дисперсионные свойства кристалла с экспоненциальным профилем изменения периода решетки* // По-

верхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования., №1.-2005, с.12–16.

5. Andreev A.V., Konovko A.A. *Specific features of nucleus excitation by x-ray pulsed emission of femtosecond laser plasma* // ICONO 2005, Technical Digests, p.70, IThV6, 2005.

