

десс является нелинейным, что качественно соответствует характеру провала на осциллограммах тока.

Очевидно, что энергия, запасенная в магнитном поле обратного тока в фазе сжатия канала, будет затем выделяться в канале разряда и в цепи основного контура. Это иллюстрирует рис. 2, а, на котором увеличение тока во втором и третьем полупериодах связано в основном с этим, хотя сказывается, конечно, и уменьшение индуктивности сильно расширившегося канала.

Сжатие плазмы должно приводить к ее дополнительному разогреву. Оценку температуры плазмы в нашем случае можно сделать из следующих соображений. Судя по результатам работы [1], в данных экспериментах температура в максимуме тока составляет $70 \cdot 10^8$ К, а максимальная интенсивность излучения во время сжатия при фронтальной регистрации в 4—5 раз больше, чем в максимуме тока (рис. 3) Если считать, что в момент сжатия плазма излучает даже как черное тело ($\sim T^4$), то ее температура должна быть $\approx 1 \cdot 10^5$ К.

Полученные в работе экспериментальные результаты указывают на перспективность метода реализации режима пинчевания разряда в плотном газе за счет предварительного создания в нем разогретого канала. Анализ полученных и литературных данных об обратных токах позволяет полнее понять их важную роль среди процессов, происходящих в плазме, движущейся в собственном магнитном поле. В частности, возникновение обратного тока при сжатии плазмы может стать наряду с другими причиной электромагнитного торможения плазмы, накладывая дополнительное ограничение на степень ее сжатия и разогрева. А правильная интерпретация провалов на осциллограммах тока исключает возможные ошибки в определении электрической мощности, вкладываемой в канал разряда в фазе сжатия.

Приношу благодарность Н. Н. Огурцовой, И. В. Подмошенскому, Е. М. Голубеву, В. Я. Александрову, С. А. Салль за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Белошеев В. П., Подмошенский И. В., Салль С. А. ЖТФ, 1987, т. 57, № 2, с. 390—395.
- [2] Брагинский С. И. ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 3, с. 645—651.
- [3] Мейерович Б. Э. Физика плазмы, 1985, т. 11, № 12, с. 1446—1448; Вихрев В. В., Иванов В. В., Прут В. В. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 3, с. 328—332.
- [4] Dangor A. E. Phys. Rev., 1983, v. A 27, N 5, p. 2751—2756.
- [5] Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные исследования. М., 1961, с. 146.
- [6] Александров А. Ф., Артамонов В. Н., Бурыев В. А. и др. ТВТ, 1982, т. 20, № 1, с. 11—18.
- [7] Тимофеев И. Б. Тр. Междунар. конф. «Явления в ионизованных газах». Будапешт, 1983, с. 772—773.

Поступило в Редакцию
5 декабря 1986 г.
В окончательной редакции
13 мая 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 1, 1988

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ПЕРЕКАЧКИ РЕНТГЕНОВСКИХ И γ -ЛУЧЕЙ НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ С КВАДРАТИЧНОЙ ФУНКЦИЕЙ СМЕЩЕНИЯ АТОМОВ

Т. А. Давыдова, Л. И. Огнев

В настоящее время ведутся широкие теоретические и экспериментальные исследования дифракции рентгеновских лучей на кристаллах с различными деформациями: периодической [1, 2], изгибной [3] и т. д. В этом направлении успешно развивается как кинематическая, так и динамическая теория дифракции (например, [3—5]); предложен метод изучения структуры тонких пленок с линейно меняющимся межплоскостным расстоянием с помощью дифракции рентгеновского излучения [6]; исследуется также эффект полной перекачки интенсивности из проходящего в дифрагированный пучок [6, 7].

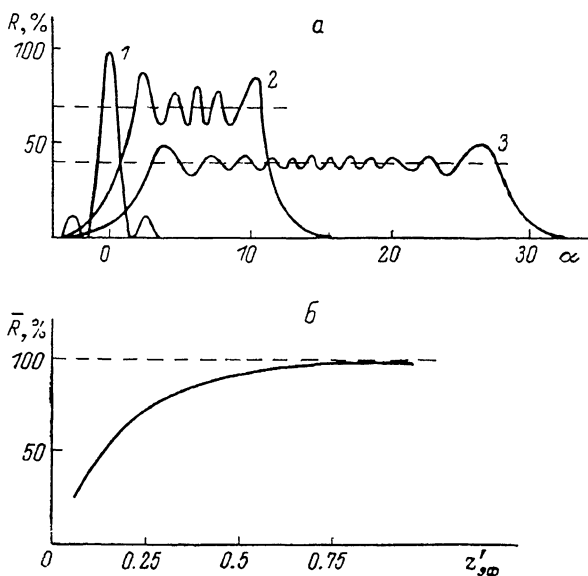
Целью настоящей работы является исследование предельных возможностей перекачки рентгеновского и γ -излучения в дифрагированную волну на деформированном совершенном кристалле с квадратичной функцией смещения атомов при учете первоначальной расхожденности пучка. Квадратичное смещение атомов соответствует линейному изменению брэг-

говских условий отражения в глубь образца. Исследование проводилось на основе численного решения уравнений Такаги [8] в симметричных случаях Лауэ и Брэгга.

Рассмотрим монохроматическую волну, падающую на деформированный кристалл, смещения атомов которого квадратично зависят от координаты z , направленной перпендикулярно поверхности образца: $u = u_0 \cdot z^2$. Положим для простоты $u \parallel H$, где H — вектор обратной решетки. В геометрии Брэгга такая деформация обуславливает линейное изменение с глубиной межплоскостного расстояния. В случае геометрии Лауэ результатом является изгиб отражающих плоскостей. Уравнения Такаги в двухволновом приближении для этих случаев записываются наиболее просто

$$\begin{aligned} d\mathcal{E}_0/dz' &= i\pi\mathcal{E}_H, \\ \frac{d\mathcal{E}_H}{dz'} &= \pm 2\pi i \left(a \mp 2 \frac{z'}{z'_{\text{эф}}} \right) \mathcal{E}_H \pm i\pi\mathcal{E}_0, \end{aligned} \quad (1)$$

здесь верхний знак соответствует случаю Лауэ, нижний — случаю Брэгга; \mathcal{E}_0 , \mathcal{E}_H — компоненты вектора электрического смещения падающей и дифрагированной волн; координата



Рассчитанные кривые качания (а) и зависимость среднего коэффициента отражения от уровня деформации в кристалле (б).

1 — без деформации, 2 — $z'_{\text{эф}} = 0.25$, 3 — 0.1. Толщина кристалла $L = 1.5$, случай Лауэ.

z нормирована на длину экстинкции: $z' = z/\Lambda$; $\Lambda = \lambda \sin \varphi_B / |\chi_H|$ — в случае Брэгга и $\Lambda = \lambda \cos \varphi_B / |\chi_H|$ — в случае Лауэ, где λ — длина волны падающего излучения, φ_B — угол Брэгга, χ_H — фурье-компонента поляризуемости. Параметр α определяется как $\alpha = \delta\varphi / \Delta\varphi$, где $\delta\varphi$ — угол отклонения падающей волны от точного брэгговского значения на поверхности кристалла, $\Delta\varphi = |\chi_H| / \sin(2\varphi_B)$ — полуширина брэгговского отражения в случае недеформированного кристалла.

Величина $z'_{\text{эф}}$ имеет следующий смысл. Излучение, падающее на поверхность кристалла под определенным углом $\delta\varphi$, удовлетворит условию Брэгга в некотором отражающем слое на глубине z'

$$z' / z'_{\text{эф}} = \delta\varphi / 2\Delta\varphi. \quad (2)$$

Примем за границы этого слоя — слоя эффективного взаимодействия излучения и кристалла — такие z'_1 и z'_2 , что условие Брэгга на этих уровнях будет выполняться с точностью до $\pm \Delta\varphi$. Определенный таким образом слой будет иметь толщину $z'_{\text{эф}}$, которая, очевидно, одинакова для любых углов падения и тем меньше, чем сильнее деформирован кристалл. В случае Брэгга

$$z'_{\text{эф}} = \frac{\Delta\varphi \operatorname{ctg} \varphi_B}{(\partial u / \partial z)_\Delta},$$

в случае Лауэ

$$z'_{\theta\phi} = \frac{\Delta\varphi}{(du/dz)_{\Lambda}},$$

здесь $(du/dz)_{\Lambda}$ — значение производной смещения при $z=\Lambda$.

Система (1) зависит только от двух безразмерных параметров и легко поддается анализу. Для численного интегрирования использовался метод Рунге—Кутты.

В качестве иллюстрации на рисунке, а приведены рассчитанные кривые качания кристалла при различных степенях деформации. Видно, что с ростом деформации увеличивается угловая ширина дифрагированного пучка и падает среднее по углу значение коэффициента \bar{R} , что связано с уменьшением толщины отражающего слоя. Интегральная интенсивность дифрагированного пучка при этом возрастает. Осцилляции коэффициента отражения могут быть объяснены интерференционными эффектами [5]. Зависимость среднего коэффициента отражения \bar{R} от толщины отражающего слоя представлена на рисунке, б. Эта зависимость одинакова для случаев Брэгга и Лауэ.

Угловая ширина и интегральная интенсивность дифрагированного пучка для некоторых длин волн излучения при оптимальных толщинах кристалла. Максимальная деформация $(\Delta a/a)_{\max} = 10^{-3}$. Геометрия Брэгга, Si (220)

$\lambda, \text{ \AA}$	$\delta\varphi \cdot 10^4, \text{ рад}$	$\frac{\delta\varphi}{2\Delta\varphi}$	$z'_{\theta\phi}$	$L, \text{ мм}$	I/I_0
2.5	8.5	21	0.15	0.025	9
0.8	2.2	24	0.35	0.08	15
0.25	0.65	25	0.75	0.17	22
0.08	0.21	25	0.75	0.17	22
0.025	0.06	25	0.6	0.14	20

Для оценки эффективности перекачки излучения в дифрагированный пучок рассмотрим отношение I/I_0 , где I, I_0 — интегральные интенсивности дифрагированного пучка для кристаллов с деформацией и без нее соответственно. Влияние затухания удобно оценивать через коэффициент ослабления излучения на глубине Δ

$$\eta = \mu \frac{\lambda}{|X_H|},$$

где μ — линейный коэффициент ослабления. На основе данных [9–11] были рассчитаны зависимости $\eta(\lambda)$ для ряда веществ (Si, Ge, SiO₂, LiF и др.) и показано, что η принимает наименьшие значения в интервале длин волн $\lambda = 0.5 \div 0.05 \text{ \AA}$. В отсутствие деформации полная перекачка энергии в дифрагированный пучок происходит на глубине $z' = 0.5$; поэтому, считая $0.5 \eta \ll 1$, затуханием при оценке I_0 пренебрегаем

$$I_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} R(a) da \approx 2.$$

Для случая Брэгга

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{I_0} \int_{-\infty}^{+\infty} R(a) \exp(-\eta \cdot 2z'(a)) da \approx \frac{\bar{R}}{z'_{\theta\phi}} \frac{1 - \exp(-2\eta L')}{2\eta}, \quad (3)$$

где принято во внимание (2). Для случая Лауэ

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{I_0} \int_{-\infty}^{+\infty} R(a) \exp(-\eta L') da \approx \frac{\bar{R}}{z'_{\theta\phi}} L' \exp(-\eta L'). \quad (4)$$

Рассмотрим подробнее случай Брэгга. Допустим, что максимально возможное изменение межплоскостного расстояния в кристалле равно $(\Delta a/a)_{\max} = 10^{-3}$; значит, угловая ширина дифрагированного пучка, как следствие условия Брэгга $2a \sin \varphi_B = \lambda$, будет иметь максимальное значение $\delta\varphi = (\Delta a/a)_{\max} \operatorname{tg} \varphi_B$. В случае дифракции излучения $\lambda = 0.41 \text{ \AA}$ на кристалле кремния Si (220) ($\varphi_B = 0.11$, $\eta = 0.025$) угловая ширина отражения увеличится в $\delta\varphi/2\Delta\varphi = 25$ раз. Для кристалла толщиной $L = 0.14 \text{ мм}$ из (2) находим $z'_{\theta\phi} = 0.6$, а из рисунка, б $\bar{R} = 0.95$. Теперь легко оценить интегральную интенсивность: $I/I_0 \approx 20$. При прежней максимальной деформации для более тонких кристаллов значение I/I_0 падает за счет снижения \bar{R} , для более толстых — за счет затухания. В таблице приведены оценки для некоторых длин волн при оптимальных значениях толщины кристалла.

В случае Лауэ выполнен расчет зависимости интегральной интенсивности от толщины кристалла для различных уровней деформации. Расчет сделан в соответствии с (3) для излучения с длиной волны $\lambda = 0.155 \text{ \AA}$ (отражение Si (220), $\varphi_B = 0.04$, $\eta = 0.01$). При малых толщинах отмечается линейный рост интенсивности за счет увеличения угловой толщины отражения, тогда как при больших толщинах кристалла ($L > 3 \text{ см}$) интенсивность падает за счет затухания. Максимумы зависимостей I/I_0 приходится на $L' = 1/\eta = 100$, что соответствует толщине кристалла 2.3 см. Для случая деформации $z'_{\varphi} = 0.08$ при такой толщине кристалла $I/I_0 = 160$, ширина отражения $\delta\varphi/2\Delta\varphi = 1200$; в случае меньшей деформации $z'_{\varphi} = 0.75$ аналогичные величины равны соответственно 50 и 130. Относительная деформация в кристалле при этом не превышает 10^{-6} . Таким образом, в случае Лауэ даже малые смещения атомов достаточны для проявления рассматриваемого эффекта.

Полученные результаты легко обобщаются на случай немонаохроматического пучка и могут быть использованы для оценки эффективности перекачки пучка в дифрагированный в различных кристаллах, а также для создания специализированного спектрометра, работающего на узкоколлимированном входном пучке, с увеличенной светосилой.

Литература

- [1] Энтин И. Р., Пучкова И. А. ФТТ, 1984, т. 26, № 11, с. 3320—3324.
- [2] Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Габриелян Р. Г. и др. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 10, с. 1181—1184.
- [3] Чузовский Ф. Н. Металлофизика, 1981, т. 3, № 5, с. 3—30.
- [4] Халачев Ю. П., Колпаков А. В., Кузнецов Г. Ф., Кузьмин Р. Н. Вестник МГУ. Сер. 3, физ., астрон., 1980, т. 21, № 5, с. 57—63.
- [5] Колраков А. V., Рунегов V. I. Sol. Stat. Comm., 1985, v. 54, N 7, p. 573—579.
- [6] Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирзоян В. К. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, № 11, с. 677—680.
- [7] Tikhonova E. A. Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 81, N 1, p. 69—75.
- [8] Takagi S. J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 26, N 5, p. 1239—1253.
- [9] Hanson H. P. Acta Cryst., 1964, v. 17, N 8, p. 1040—1044.
- [10] International tables for X-ray crystallography. Birmingham. England. Kynoch press, 1969, v. 1. 558 p.
- [11] Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0.001—100 МэВ и элементов с 1 по 100). Справочник. М.: Атомиздат, 1973. 256 с.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
8 декабря 1986 г.

МЕТОД ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ КОНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Л. А. Баранова Г. Н. Дьякова, С. Я. Явор

Электростатические системы с электродами конической формы находят широкое применение в качестве линз, отклоняющих элементов и энергоанализаторов. Они обеспечивают построения систем с переменной апертурой, позволяют увеличить значительность и улучшить согласование пучка с устройством. Расчет таких систем представляет значительные трудности и, как правило, выполняется численными методами.

В данной статье построена приближенная теория систем, образованных двумя круговыми соосными конусами с совмещенными вершинами (см. рисунок). Распределение потенциала в сферической системе координат (r, θ, ψ) в случае бесконечно длинных электродов имеет вид [1]

$$\varphi(\theta) = \frac{V}{\ln(\operatorname{tg}(\theta_1/2)/\operatorname{tg}(\theta_0/2))} (\ln \operatorname{tg} \theta/2 - \ln \operatorname{tg} \theta_0/2). \quad (1)$$

Здесь θ_0 — угол полураствора внутреннего конуса, потенциал которого принят равным нулю; θ_1 — угол полураствора внешнего конуса, находящегося под потенциалом V . Как видно из (1), распределение потенциала имеет осевую симметрию и не зависит от радиуса-вектора.