

тенсивности дифрагированного рентгеновского излучения при стоячей ПАВ повторяет форму волны. Для бегущей волны этого не наблюдается, так как картина усредняется во времени. Для получения топограммы образец перемещался со скоростью $5.5 \cdot 10^{-6} \pm 0.5 \cdot 10^{-6}$ м/с относительно падающего рентгеновского пучка.

Результаты проведенных исследований показывают, что изменение интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка обусловлено деформацией поверхности кристалла, и что топограмма ПАВ рентгенодифракционным методом позволяет исследовать потери и искажения из-за дифракции ПАВ.

Авторы выражают благодарность А.Р. Мкртчяну за постоянное внимание к работе и обсуждение ее результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Адхамов А.А., Шкляр А.Н., Бондаренко В.С., Слущкий Л.М., Орлов В.С. // ФТТ. 1981, Т. 23. № 6. С. 1689-1693.
- [2] Мкртчян А.Р., Сукиасян Р.Р., Борназян А.С., Габриелян Р.Г. // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6. С. 320-323.
- [3] Кочарян Л.А., Сукиасян Р.Р., Борназян А.С., Бегларян А.Г., Гаспарян Р.А. // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6, с. 317-320.

Институт прикладных проблем
физики Академии наук АрмССР,
Ереван

Поступило в Редакцию
7 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

06; 08

РЕЗОНАНСНАЯ ВРЕМЕННАЯ МОДУЛЯЦИЯ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ
ПРИ ДИФРАКЦИИ В КРИСТАЛЛЕ,
ПОДВЕРЖЕННОМ УЛЬТРАЗВУКОВЫМ КОЛЕБАНИЯМ

И.В. П о л и к а р п о в

Вопросы управления пучками рентгеновских квантов во времени представляют большой практический интерес. В связи с этим в настоящее время активно экспериментально исследуются процессы модуляции рентгеновского и гамма-излучения [1-4]. В работах [1, 2] было показано, что рентгеновские лучи, испытавшие дифракцию в колеблющемся монокристалле, могут быть существенным образом промодулированы во времени. Однако до сих пор не был проделан анализ зависимости глубины модуляции излучения от частоты

ультразвукового (УЗ) воздействия в различных диапазонах высокочастотных колебаний.

В настоящей работе исследуется величина временной модуляции рентгеновских лучей, дифрагирующих в кристалле, подверженном воздействию УЗ колебаний. Предсказан эффект резонансного увеличения глубины модуляции. Получены выражения для интенсивности дифрагировавшего излучения и интегрального коэффициента отражения кристалла, зависящих от времени, а также глубины временной модуляции рентгеновских лучей в различных диапазонах УЗ колебаний.

Итак, пусть рентгеновские кванты дифрагируют в геометрии Лауэ на кристалле, слабоискаженном УЗ волной вида $\vec{u}(\vec{r}, t) = \vec{a} \sin(\vec{\alpha}\vec{r} - \Omega t + \varphi)$. Исходя из выражений для медленно меняющихся амплитуд волновых полей рентгеновского излучения, дифрагирующего в нестационарном кристалле, полученным в [5, 6], вычислим интенсивность рассеянного излучения. В случае низкочастотного УЗ воздействия ($\Delta < 1$) результат вычислений таков:

$$I = I_0 + \xi \frac{\beta y \Delta}{(y^2 + 1)(y^2 + 1 - \Delta^2)} \cos \Omega t. \quad (1)$$

Здесь I_0 - интенсивность дифрагировавшего излучения, не зависящая от времени [5, 6], \vec{k} - волновой вектор рентгеновского фото-

на; $x^2 = \frac{x_z^s x_r^s}{\gamma_0 \gamma_1}$; $\xi = \frac{1}{2} \vec{r} \vec{a} \ll 1$; \vec{r} - вектор обратной решетки кристалла; $\beta = \gamma_0 / \gamma_1$; $y = \frac{x_0}{\sqrt{x^2}} \left(\frac{x_0}{2\gamma_0} - \frac{x_0 - \alpha}{2\gamma_1} \right)$; $\Delta = \frac{\alpha}{k\sqrt{x^2}}$; x_0, x_z^s - компоненты тензора поляризуемости кристалла; $\gamma_0 (\gamma_1)$ - косинусы угла между \vec{k} ($\vec{k} + \vec{r}$) и $\vec{\alpha}$.

Анализ (1) показывает, что глубина низкочастотной модуляции рентгеновского излучения является малой величиной $\sim \xi$. Ситуация существенно меняется при $\Delta \geq 1$. Интенсивность дифрагировавшего излучения в этом случае имеет вид:

$$I = I_0 + \left\{ \frac{\xi \beta y}{2(y^2 + 1)\sqrt{(F - \Delta)^2 + \xi^2}} \left[\frac{F - \Delta}{\sqrt{(F - \Delta)^2 + \xi^2}} \left(1 - \cos\left(\frac{KL}{2}\sqrt{x^2}\sqrt{(F - \Delta)^2 + \xi^2}\right) \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \cos \Omega t - \sin\left(\frac{KL}{2}\sqrt{x^2}\sqrt{(F - \Delta)^2 + \xi^2}\right) \sin \Omega t \right] - \frac{\xi \beta y}{2(y^2 + 1)(F + \Delta)} \cos \Omega t \right\}; \quad (2)$$

$$F = \sqrt{y^2 + 1}.$$

Очевидно, что при $|F - \Delta| \lesssim |\xi|$ глубина модуляции существенно возрастает и становится величиной ~ 1 . Интересной особенностью этой ситуации является зависимость глубины временной модуляции от величины „пространственной“ фазы L/Λ . Здесь $\Lambda =$

$$= \frac{4\alpha}{k\sqrt{x^2}((F - \Delta)^2 + \xi^2)^{1/2}} - \text{экстинкционная длина, возникающая}$$

под резонансным воздействием УЗ волн [7]. В случае, когда на толщине кристалла укладывается целое число экстинкционных длин, глубина временной модуляции весьма мала.

Для низкочастотного УЗ воздействия интегральный коэффициент отражения кристалла, усредненный по пространственным биениям, записывается в виде:

$$R^S = R_0^S \left(1 + \frac{2\xi}{\pi\Delta} \ln \frac{1}{|1-\Delta^2|} \cdot \cos \Omega t \right), \quad (3)$$

где $R_0^S = \frac{\pi \sqrt{\beta} \pi z}{4 \sin \Theta_B}$ интегральный коэффициент отражения стационарного кристалла. Из (3) следует, что при малой УЗ частоте ($\Delta \ll 1$) величина второго слагаемого стремится к нулю, т.е. рентгеновское излучение практически не модулируется. В случае, когда $\Delta \gg 1$, коэффициент отражения может быть записан в виде:

$$R^S = R_0^S (1 + f \cos \Omega t), \quad (4)$$

где глубина модуляции f равна

$$f = \frac{2\xi}{\pi} \left(\frac{\Delta}{\Delta^2 + \xi^2} \ln \frac{1}{\sqrt{(1-\Delta)^2 + \xi^2}} + \frac{1}{\Delta} \ln \frac{1}{1+\Delta} \right). \quad (5)$$

Анализ (5) показывает, что при выполнении условия

$$\Delta = 1 \quad (6)$$

глубина модуляции резонансно возрастает и становится равной:

$$f_{рез} = \frac{2\xi}{\pi} \ln \frac{1}{2\xi}. \quad (7)$$

Отметим, что при $\Delta \gg 1$ f стремится к нулю. Таким образом, существует оптимальная частота УЗ воздействия, определяемая условием (6) и приводящая к максимальной глубине модуляции рентгеновских лучей. Воздействие же УЗ волн малой амплитуды с волновым вектором много меньшим (или много большим) резонансного не приводит к модуляции рентгеновского излучения. Для ее достижения необходимы существенно большие мощности УЗ воздействия. Так как величина Δ существенно зависит от параметров кристалла и длины волны излучения, то резонансная частота УЗ волны оказывается функцией этих параметров и может регулироваться ими. В заключение отметим, что описанный эффект носит динамический характер и может быть использован для анализа степени совершенства кристалла.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М к р т ч я н А.Р., Н а в а с а р д я н М.А., К о ч а р я н Л.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 24. С. 1523.
- [2] М к р т ч я н А.Р., Н а в а с а р д я н М.А., К о ч а р я н Л.А. и др. // Изв. АН АрмССР. 1986. Т. 21. № 6. С. 326.
- [3] Z h a n g G u i - L i n et. al. // Phys. Lett. 1982. V. 91A. N 8. P. 417-420.
- [4] Р е а л о Э.Х., Р е б а н с К.К., Х а а с М.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 40. Вып. 11. С. 477.

- [5] Polikarpov I.V., Skadrov V.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 143. P. 11-17.
- [6] Поликарпов И.В., Скадоров В.В. Изв. АН БССР. Сер. физ-мат. наук. 1988. № 3. С. 83.
- [7] Иоллин Е.М., Золотоябко Э.В., Райтман Э.А. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6(12). С. 2132.

НИИ ядерных проблем
При Белорусском государственном
университете им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
9 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

07

ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ПО ЧАСТОТЕ ИМПУЛЬСОВ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ

И.А. Бегишев, А.А. Гуламов,
Е.А. Ерофеев, Ш.Р. Камалов,
Т. Усманов, А.Д. Хаджаев

Расширение диапазона перестройки когерентного излучения, особенно в ультрафиолетовой (УФ) области, является актуальной задачей лазерной техники. Высокая энергетика и мощность излучения параметрических генераторов света (ПГС) в ближнем инфракрасном диапазоне [1] вместе с высокоэффективной каскадной генерацией гармоник излучения неодимового лазера [2] позволяют посредством суммирования частот их излучения получать высокоэнергетичные перестраиваемые по длине волны в ультрафиолетовом диапазоне субнаносекундные импульсы. Эффективность процесса суммирования зависит от выполнения соотношения Мэнли-Роу в каждой точке пространственно-временного распределения излучения, что возможно при подобии профилей интенсивностей смешиваемых волн [3]. Раздельное формирование профилей интенсивности каждой из волн, например в двухканальном лазере, позволяет оптимально (с энергетической точки зрения) осуществить процесс суммирования частот. В данной работе сообщается о получении мощного перестраиваемого по частоте излучения вблизи пятой гармоники неодимового лазера.

Эксперимент проводился на двухканальном широкоапертурном лазере, созданном на основе активных элементов из фосфатного неодимового стекла [2]. Удвоенное по частоте излучение первого канала использовалось для накачки ПГС, излучение второго канала преобразовывалось в четвертую гармонику, а затем производилось суммирование излучения на оконечном кристалле. Оптическая схема лазера приведена на рис. 1. Диаметр каждого пучка на выходе лазера составлял 32 мм по полувысоте при расходимости излучения