Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 9, стр 462 – 465 5 ноября 1975 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭФФЕКТА АНОМАЛЬНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ γ-КВАНТОВ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ОГРАНИЧЕННЫХ ПУЧКОВ В γ-ЛАЗЕРЕ

А.В.Андреев, Ю.А.Ильинский

Рассмотрен вопрос об усилении ограниченных волновых пучков в случае использования эффекта аномального прохождения γ-квантов. Показано, что уширение пучка приближенно описывается уравнением параболического типа, и приведены оценки расплывания гауссовых пучков.

1. В работах [1, 2] был подробно изучен вопрос о возможности использования в γ-лазере эффекта аномального прохождения γ-лучей (ЭАП). Полученные в них результаты основывались на рассмотрении случая усиления плоской волны в полубесконечном кристалле. Между тем в литературе уже неоднократно подчеркивалось, что одной из предпочтительных форм рабочего тела γ-лазера является иглообразная. Такой вид рабочего тела лазера имеет целый ряд преимуществ. Во-первых, поскольку наиболее перспективен однопроходный вариант γ-лазера, иглообразная форма будет обеспечивать остронаправленный пучок стимулированного когерентного γ-излучения [3]. Далее, иглообразная форма дает возможность уменьшить разогрев рабочего тела, обусловленный наличием каскадных γ-квантов [4]. И наконец, преимущества иглообразной формы объясняются также возможностью относительно быстрого выращивания совершенных кристаллов в таком виде ("усы"), что очень важно в варианте γ-лазера, использующего долгоживущие ядерные изомеры.

Закономерным является вопрос об эффективности использования ЭАП в случае иглообразной конфигурации активного кристалла, так как на первый взгляд может показаться, что ЭАП может эффективно проявляться только в образцах с не очень большим отношением продольного размера к поперечному, потому как две волны существующие в этом случае, распространяются по отношению друг к другу под значительными углами (порядка 10°).

2. Общее решение задачи о дифракции в условиях пространственно неоднородной динамической задачи было получено в работе [5]. Однако, приведенная там интегральная форма решения не дает возможности получить аналитический вид решения даже в простейших случаях, что затрудняет анализ интересующих нас особенностей процесса. Поэтому в настоящей работе мы воспользуемся разложением падающего пучка по плоским волнам на входной грани, что сведет нашу задачу к рассмотренной ранее в [2].

Предположим для простоты, что монохроматический пучок γ-квантов, падающих на кристалл под брэгговским углом, ограничен только по одной координате, и, что отражающая плоскость кристалла перпендикулярна входной грани. Медленно меняющиеся амплитуды подчиняются внутри кристалла следующей системе уравнений (см. [2]):

$$\sin\theta\frac{\partial E_\bullet}{\partial x}+\cos\theta\frac{\partial E_\bullet}{\partial z}=g_{\bullet\bullet}E_\bullet+g_{\bullet 1}E_1 \qquad (1)$$

$$-\sin\theta\frac{\partial E_1}{\partial x}+\cos\theta\frac{\partial E_1}{\partial z}=g_{10}E_\bullet+g_{11}E_1$$

где θ – угол брэгговской дифракции, $E_\bullet$ – напряженность электрического поля прошедшей волны, а E_1 – дифрагированной.

Относительно коэффициентов g_{ij} можно сказать, что $g_{\bullet\bullet}=g_{11}$ в нашем случае, и, что $g_{10}=g_{01}$ в тех случаях, когда комплексная поляризуемость удовлетворяет условию $\chi(\mathbf{r})=\chi(-\mathbf{r})$, выполнение которого мы и будем подразумевать в дальнейшем.

Разложим падающий пучок по плоским волнам на входной грани, и будем считать далее, что каждая плоская волна распространяется в кристалле со своим коэффициентом затухания. Таким образом, медленно меняющиеся амплитуды напряженностей дифрагированной и прошедшей волн внутри кристалла можно записать в следующем виде:

$$E_a(x,z)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}d\nu E_a(\nu)\exp[i(\nu x+\mu z)], \qquad (2)$$

где $\mu\equiv\mu(\nu)$, а $a=0,1$.

Из условия разрешимости системы (1) получаем следующее выражение

$$i\mu=\cos^{-1}\theta[g_{\bullet\bullet}\pm\sqrt{g_{01}^2-\nu^2\sin^2\theta}]. \qquad (3)$$

Использование неравенства

$$|g_{01}|>>\nu\sin\theta, \qquad (4)$$

которое, как мы увидим ниже, хорошо выполняется в наших условиях, даст нам квадратичную зависимость μ от ν:

$$i\mu=\frac{g_{\bullet\bullet}-g_{01}}{\cos\theta}+\frac{\sin^2\theta}{2g_{01}\cos\theta}\nu^2, \qquad (5)$$

что означает переход в плоскости (x,z) к параболическому уравнению

$$\frac{\partial E}{\partial z}\simeq\frac{g_{\bullet\bullet}-g_{11}}{\cos\theta}E-\frac{\sin^2\theta}{2g_{01}\cos\theta}\frac{\partial^2E}{\partial x^2} \qquad (6)$$

При переходе от равенства (3) к равенству (5) мы опустили знак плюс перед корнем в (3). Два знака в (3) означают, что каждая плоская волна дает начало двум модам, которые распространяются в кристалле каждая со своим коэффициентом усиления ($\mathrm{Re}(i\mu^{(1,2)})$). Можно показать, что в одной из мод амплитуды проходящей и дифрагированной волн, с учетом наших приближений, совпадают, а в другой (отвечающей знаку минус в (3)) – они равны по величине, но противоположны по знаку. Эта последняя мода соответствует ЭАП. В уравнении (6) под E можно понимать амплитуду как прошедшей, так и дифрагированной волн этой моды.

Заметим, что параболическое уравнение (6) имеет комплексный коэффициент диффузии, мнимая часть которого много больше действительной, таким образом уширение пучка в процессе распространения его в кристалле будет происходить главным образом за счет поперечной диффузии медленно меняющейся амплитуды, аналогично дифракционным задачам в квазиоптике [6].

Так например, для гауссова пучка ($E_{\bullet}(x, 0) = \epsilon_{\bullet}' \exp(-x^2/a_{\bullet}^2)$) нарастание радиуса пучка с увеличением расстояния от входной грани будет происходить по следующем закону

$$a(z) = \sqrt{a_{\bullet}^2 + \left(\frac{z}{a_{\bullet}} B\right)^2}$$

где $B = 2\sin^2\theta(g_{01}^{11}\cos\theta)^{-1}$. Для γ-квантов энергии 25 *кэв* в кристаллической решетке алюминия коэффициент B имеет следующее значение $B = 5\cdot 10^{-6}$ *см*. Таким образом расстояние, на котором входной пучок шириной в десятую долю миллиметра расширится вдвое составляет приблизительно около полуметра.

Оценка минимальных ширин пучков, удовлетворяющих условию (4) показывает, что это условие не является жестким для наших целей, и для указанных выше численных значений энергии и постоянной решетки оно имеет вид $a_{\bullet} >> 10^{-5}$ *см*.

В заключение отметим, что, если бы мы рассматривали пучок ограниченный и по второй координате, а именно, по координате перпендикулярной к плоскости рассеяния, то в этом направлении происходило бы лишь обычное дифракционное расплывание пучка, (которое значительно слабее чем расплывание в плоскости рассеяния), так как незначительное возмущение волнового вектора по этой координате никаких бы новых узлов на сфере Эвальда не дало.

3. Таким образом, проведенные расчеты позволяют сделать вывод, что использование в качестве рабочих образцов – иглообразных, не ограничивает возможности применения ЭАП, поскольку брэгговское отражение от совокупности атомных плоскостей будет удерживать пучок вблизи оси образца для очень больших протяженностей последнего.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
2 октября 1975 г.

Литература

[1] Ю.Каган. Письма в ЖЭТФ, 20, 27, 1974.

[2] А.В.Андреев, Ю.А.Ильинский. ЖЭТФ, 68, 811, 1975.

[3] G.S.Baldwin, et al. Proc. IEEE, 51, 1247, 1963.

[4] Б.И.Гольданский, Ю.Каган. ЖЭТФ, 64, 90, 1973.

[5] И.Ш.Слободецкий, Ф.Н.Чуховский, В.Л.Инденбом. Письма в ЖЭТФ, 8, 90, 1968.

[6] Г.Д.Малюжинец. УФН, 69, 321, 1959.