

УДК 539.12

## КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ СО СЛОЖНЫМ БАЗИСОМ

В.В. ПАРАЗЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 24 января 2006 г.)

Исследовано когерентное тормозное излучение электронов высокой энергии в периодически деформированном монокристалле со сложным базисом. Получена формула для соответствующего дифференциального поперечного сечения в случае произвольного поля деформации. Определены условия, при которых влияние деформации существенно. Подробно рассмотрен случай, когда электрон влетает в кристалл под малыми углами относительно кристаллографической оси. Показано, что в зависимости от значений параметров задачи присутствие деформации может как увеличить, так и уменьшить поперечное сечение тормозного излучения.

### 1. Введение

С точки зрения управления параметрами электромагнитных процессов высокой энергии в среде актуальным является исследование влияния внешних полей, таких как акустические волны, температурный градиент и т.д., на соответствующие характеристики. Исследование конкретных процессов, таких как дифракционное излучение, переходное излучение, параметрическое рентгеновское излучение, излучение при каналировании, образование электрон-позитронных пар фотонами высокой энергии, показали, что внешние поля могут существенно изменить частотно-угловые характеристики этих процессов (см., например, [1-6]). Тормозное излучение электрона в случае простейшего кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и синусоидальным полем деформации, генерируемым гиперзвуком, рассмотрено в работе [7]. Соответствующие акустические волны обычно возбуждаются высокочастотным электромагнитным полем через пьезоэлектрический эффект в кристаллах со сложной элементарной ячейкой. В данной работе приведено обобщение результатов работы [7] для кристаллов со сложной ячейкой и для акустических волн с произвольным профилем.

### 2. Влияние внешних возбуждений на тормозное излучение в кристаллах

Рассмотрим тормозное излучение электрона высокой энергии в кристалле. Обозначим через  $(\omega, \mathbf{k})$ ,  $(E_1, \mathbf{p}_1)$  и  $(E_2, \mathbf{p}_2)$  энергии и импульсы фотона, начального и конечного электрона, соответственно. Пусть  $d^4\sigma_0/d\omega d^3q = |u_{\mathbf{q}}^{(j)}|^2 \sigma_0(\mathbf{q})$  – поперечное сечение для тормозного излучения на отдельном  $j$ -ом атоме как функция от переданного импульса

$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2 - \mathbf{k}$  и  $u_{\mathbf{q}}^{(j)}$  – Фурье-образ потенциала для  $j$ -го атома. Обычно пишут величину  $u_{\mathbf{q}}^{(j)}$  в виде  $4\pi Z_j e^2 [1 - F^{(j)}(q)] / q^2$ , где  $Z_j$  – число электронов и  $F^{(j)}(q)$  – атомный форм-фактор для  $j$ -го атома. Поперечное дифференциальное сечение для тормозного излучения в кристалле электроном высокой энергии можно записать в виде (см. [8,9])

$$\sigma(\mathbf{q}) \equiv \frac{d^4\sigma}{d\omega d^3q} = \left| \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_n} \right|^2 \sigma_0(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где коллективный индекс  $n$  нумерует элементарную ячейку,  $\mathbf{r}_n^{(j)}$  – радиус-вектор атома в кристалле. При ненулевой температуре имеем  $\mathbf{r}_n^{(j)} = \mathbf{r}_{n0}^{(j)} + \mathbf{u}_n^{(j)}$ , где  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  – смещение  $j$ -го атома относительно равновесного положения  $\mathbf{r}_{n0}^{(j)}$  (с учетом деформации кристалла), обусловленное тепловыми колебаниями. После усреднения по тепловым колебаниям атомов решетки поперечное сечение можно представить в виде (см., например, [8,9] для случая кристалла с простой ячейкой)

$$\sigma(\mathbf{q}) = \left\{ N \sum_j \left| u_{\mathbf{q}}^{(j)} \right|^2 \left( 1 - e^{-q^2 \overline{u_t^{(j)2}}} \right) + \left| \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^{(j)2}}} \right|^2 \right\} \sigma_0(\mathbf{q}), \quad (2)$$

где  $N$  – число ячеек,  $\overline{u_t^{(j)2}}$  – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний  $j$ -го атома,  $e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^{(j)2}}}$  – фактор Дебая-Валера. В формуле (2) первое слагаемое в фигурных скобках не зависит от направления вектора  $\mathbf{q}$  и соответствует вкладу некогерентных эффектов. Второе слагаемое зависит от ориентации кристаллических осей относительно вектора  $\mathbf{q}$  и определяет вклад когерентных эффектов. С учетом формулы для поперечного сечения на отдельном атоме в области  $q \ll m_e$  переданных импульсов, для соответствующего поперечного сечения имеем (в системе единиц  $\hbar = c = 1$ )

$$\sigma_c = \frac{e^2}{8\pi^3 E_1^2} \frac{q_{\perp}^2}{q_{\parallel}^2} \left| u_{\mathbf{q}}^{(j)} \right|^2 \left( 1 + \frac{\omega\delta}{m_e^2} - \frac{2\delta}{q_{\parallel}} + \frac{2\delta^2}{q_{\parallel}^2} \right) \exp\left(-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_t^2}\right) \left| \sum e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}} \right|^2, \quad (3)$$

где  $q_{\parallel}$  и  $q_{\perp}$  – параллельная и перпендикулярная компоненты вектора  $\mathbf{q}$  относительно направления начального импульса электрона,  $\delta = 1/l_c$  – минимальный продольный переданный импульс, и  $l_c = 2E_1 E_2 / (\omega m^2)$  – длина формирования для процесса тормозного излучения.

При наличии внешнего воздействия (например, в форме акустических волн) радиус-вектор атома в кристалле можно написать в виде  $\mathbf{r}_{no}^{(j)} = \mathbf{r}_{ne}^{(j)} + \mathbf{u}_n^{(j)}$ , где  $\mathbf{r}_{ne}^{(j)}$  – радиус-вектор равновесного положения атома при отсутствии деформации,  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  – смещение атома, вызванное внешним воздействием (акустические колебания, температурный градиент и т.д.). В настоящей работе мы рассмотрим деформации с периодической структурой

$$\mathbf{u}_n^{(j)} = \mathbf{u}_0 f(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_{ne}^{(j)}), \quad (4)$$

где  $\mathbf{u}_0$ ,  $\mathbf{k}_s$  – амплитуда и волновой вектор деформации,  $f(x)$  – произвольная функция с периодом  $2\pi$ ,  $\max f(x) = 1$ . Ниже мы будем предполагать, что  $f(x) \in C^{\infty}(R)$ . Заметим, что зависимостью  $\mathbf{u}_n^{(j)}$  от временной координаты для случая акустических волн можно пренебречь, т.к. для рассматриваемых нами энергий частицы характерное время изменения поля деформации

намного больше по сравнению со временем пролета частиц через кристалл. Для деформации (4) сумму по атомам кристалла в (2) можно преобразовать к виду

$$\sum_n u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) \sum_n u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{r}_{ne}^{(j)}}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{q}_m = \mathbf{q} + m\mathbf{k}_s$  и  $F_m(x)$  – Фурье-образ функции  $e^{ixf(t)}$ :

$$F_m(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} e^{ixf(t) - imt} dt. \quad (6)$$

Методом стационарной фазы можно показать, что для фиксированного  $x$   $F_m(x) \sim O(|m|^{-\infty})$  при  $m \rightarrow \infty$ .

Для решетки со сложной ячейкой координаты атомов можно записать как  $\mathbf{r}_{ne}^{(j)} = \mathbf{R}_n + \mathbf{p}^{(j)}$ , где  $\mathbf{R}_n$  определяет положение атомов одной из примитивных решеток, а  $\mathbf{p}^{(j)}$  определяет положение остальных атомов в  $n$ -ой элементарной ячейке относительно  $\mathbf{R}_n$ . Теперь сумму по атомам решетки можно представить в виде

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) \sum_{n,j} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{r}_{ne}^{(j)}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) S(\mathbf{q}, \mathbf{q}_m) \sum_n e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{R}_n}, \quad (7)$$

где фактор, обусловленный структурой элементарной ячейки, имеет вид

$$S(\mathbf{q}, \mathbf{q}_m) = \sum_j u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{p}^{(j)}}. \quad (8)$$

Для толстых кристаллов сумму по ячейкам можно представить в виде суммы по векторам  $\mathbf{g}$  обратной решетки:

$$\sum_n e^{i\mathbf{q}_m \mathbf{R}_n} = \frac{(2\pi)^3}{\Delta} \sum_{\mathbf{q}} \delta(\mathbf{q}_m - \mathbf{g}), \quad \mathbf{g}_m = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s, \quad (9)$$

где  $\Delta$  – объем ячейки. Принимая во внимание  $\delta$ -функцию в этой формуле, закон сохранения импульса запишется в виде

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2 + \mathbf{k} + \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s, \quad (10)$$

где  $-m\mathbf{k}_s$  соответствует импульсу, переданному внешнему полю. Поскольку основной вклад в когерентную часть поперечного сечения дают продольные импульсы порядка  $\delta$ , то влияние внешнего возбуждения может быть значительным, если  $|m|k_s$  имеет порядок  $\delta$ . Соответствующее условие будет определено ниже. Другим последствием наличия  $\delta$ -функции в (9) является то, что функция (6) входит в поперечное сечение в виде  $F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)$ . Аналогично [6], можно показать, что в сумме по  $m$  основной вклад обусловлен слагаемыми, для которых  $|m\mathbf{k}_s \mathbf{u}_0| \leq |\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0|$  или  $|m| \leq \lambda_s / a$ , где  $\lambda_s = 2\pi / k_s$  – длина волны внешнего возбуждения и  $a$  имеет порядок постоянной решетки. В сумме

$$\left| \sum_{n,l,j} u_{\mathbf{g}}^{(j)} e^{-\frac{1}{2}q^2 \overline{u_i^{(j)2}}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}^{(j)}} \right|^2 = \sum_{m,\mathbf{q}} F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0) S(\mathbf{g}, \mathbf{g}_m) \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}_m) \sum_{m'} F_{m'}^*(\mathbf{q}\mathbf{u}_0) S^*(\mathbf{q}, \mathbf{q}_{m'}) \sum_n e^{i(m-m')\mathbf{k}_s \mathbf{R}_n} \quad (11)$$

при условии  $u_0 / \lambda_s \ll 1$  вклады членов с  $m \neq m'$  малы по сравнению с диагональными слагаемыми. В случае  $m = m'$  сумма по  $n$  в левой части равна числу ячеек  $N$  в кристалле и можно написать

$$\left| \sum_{j,n} u_{\mathbf{q}}^{(j)} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_{n0}} e^{-\frac{1}{2}q^2 u_i^{(j)2}} \right|^2 = N \frac{(2\pi)^3}{\Delta} \sum_{m,\mathbf{q}} |F_m(\mathbf{q}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{q}_m, \mathbf{q})|^2. \quad (12)$$

Подставляя это выражение в формулу (3) и интегрируя по вектору  $\mathbf{q}$ , для поперечного сечения получим

$$d\sigma = \int \sigma(\mathbf{q}) d^3 q = N_0 (d\sigma_n + d\sigma_c), \quad (13)$$

где  $d\sigma_n$  и  $d\sigma_c$  – некогерентная и когерентная части поперечного сечения,  $N_0$  – число атомов в кристалле. Когерентная часть сечения определяется формулой

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} = \frac{e^2 N}{N_0 \Delta E_1^2} \sum_{m,\mathbf{q}} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{q}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{q})|^2, \quad (14)$$

где вектор  $\mathbf{q}_m$  определяется соотношением (9) и суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$ . Для простейшего кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и для синусоидального поля деформации,  $f(z) = \sin(s + \varphi_0)$ , формула (14) сводится к результату, полученному в [7]. Заметим, что для этого типа деформации

$$F_m(z) = e^{im\varphi_0} J_m(z), \quad (15)$$

где  $J_m(z)$  – функция Бесселя.

Теперь видим, что формула (14) отличается от соответствующей формулы для тормозного излучения в недеформированных кристаллах заменой  $\mathbf{g} \rightarrow \mathbf{g}_m$  и дополнительным суммированием по  $m$  с весами  $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$ . Это соответствует присутствию дополнительной одномерной сверхрешетки с периодом  $\lambda_s$  и вектором обратной решетки  $m\mathbf{k}_s$ ,  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Поскольку основной вклад в поперечное сечение дают члены с  $g_{m\parallel} \sim \delta$ , то влияние поля деформации может быть значительным, если  $|mk_{s\parallel}| \geq \delta$ . Комбинируя это с предыдущими оценками, находим условие  $u_0 / \lambda_s \geq a / 4\pi^2 l_c$ . При высоких энергиях  $a / l_c \ll 1$ , и это условие может быть совместимым с условием  $u_0 / \lambda_s \ll 1$ .

### 3. Предельные случаи и численные результаты

Если электрон движется в неориентированном кристалле, в формуле (14) суммирование по  $\mathbf{g}$  можно заменить интегрированием и поперечное сечение тормозного излучения совпадает с сечением в аморфной среде. Рассмотрим случай, когда электрон влетает в кристалл под малым углом  $\theta$  относительно кристаллографической оси  $Z$  ортогональной решетки. Соответствующие компоненты вектора обратной решетки  $g_i = 2\pi n_i / a_i$ ,  $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , где  $a_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) – постоянные решетки в соответствующих направлениях. Можно написать

$$g_{m\parallel} = g_{mz} \cos \theta + (g_{my} \cos \alpha + g_{mx} \sin \alpha) \sin \theta, \quad (16)$$

где  $\alpha$  – угол между проекцией вектора  $\mathbf{p}_1$  на плоскость  $(x, y)$  и осью  $y$ . Для малых углов  $\theta$  основной вклад в поперечное сечение дают слагаемые с  $g_z = 0$ , и из (14) находим

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{E_1^2 \Delta N_0} \sum_{m, g_x, g_y} \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2, \quad (17)$$

где  $g_{\perp}^2 = g_x^2 + g_y^2$  и суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$  с

$$g_{m\parallel} \approx -mk_s + (g_y \cos \alpha + g_x \sin \alpha) \theta. \quad (18)$$

Заметим, что в аргументах функций  $F_m$  и  $S$  имеем  $\mathbf{g}_m \approx (g_x, g_y, 0)$ .

Если электрон движется далеко от кристаллографической плоскости (углы  $\alpha$  и  $\pi/2 - \alpha$  не малы), то в формуле (17) выражение под знаком суммы является гладкой функцией от  $g_x$  и  $g_y$ , и суммирование по этим переменным можно заменить интегрированием:  $\sum_{g_x, g_y} \rightarrow (a_1 a_2 / 4\pi^2) \int dg_x dg_y$ . В результате получим

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{4\pi^2 E_1^2 a_3 N_0} \sum_m \int dg_x dg_y \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2, \quad (19)$$

где интегрирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$ .

Теперь предположим, что электрон влетает в кристалл под малым углом  $\theta$  относительно кристаллографической оси  $z$  близко к кристаллографической плоскости  $(y, x)$  (угол  $\alpha$  мал). Следует различать два случая. При условии  $\delta \sim 2\pi\theta/a_2$  в (17) для продольной компоненты имеем

$$g_{m\parallel} \approx -mk_z + \theta g_y \geq \delta. \quad (20)$$

В этом случае суммирование по  $g_x$  можно заменить интегрированием:

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi E_1^2 a_2 a_3 N_0} \sum_{m, g_y} \int dg_x \frac{g_{\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2. \quad (21)$$

Эту формулу можно далее упростить при условии  $\mathbf{u}_0 \perp \mathbf{a}_1$ . В аргументе функции  $F_m$  имеем  $\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0 \approx g_y u_{0y}$ , и получаем формулу

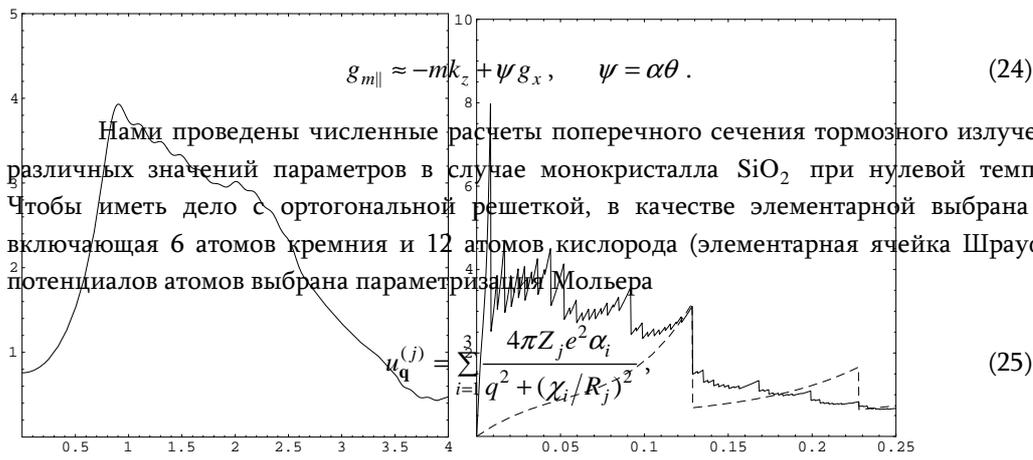
$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi N_0 E_1^2 a_2 a_3} \sum_{m, g_y} \frac{|F_m(g_y u_{0y})|^2}{g_{m\parallel}^2} \left( 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right) \int dg_x g_{\perp}^2 |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2 \quad (22)$$

с эффективным структурным фактором, определяемым интегралом в правой части.

Во втором случае  $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a_1$ . Теперь основной вклад в сумму в (17) дают слагаемые с  $g_y = 0$  и формула для поперечного сечения примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{E_1^2 N_0 \Delta} \sum_{m, g_x} \frac{g_{\perp}^2}{g_{m\parallel}^2} \left[ 1 + \frac{\omega^2}{2E_1 E_2} - 2 \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \left( 1 - \frac{\delta}{g_{m\parallel}} \right) \right] |F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2 |S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})|^2, \quad (23)$$

где суммирование идет при условии  $g_{m\parallel} \geq \delta$  и



где  $\alpha_i = \{0.1, 0.55, 0.35\}$ ,  $\chi_i = \{6.0, 1.2, 0.3\}$ , и  $R_j$  – радиус экранирования для  $j$ -ого атома в элементарной ячейке. Вычисления проведены для синусоидальной поперечной акустической волны  $S$ -типа (соответствующие параметры можно найти в [10]), для которой вектор амплитуды смещения направлен вдоль  $X$ -оси монокристалла кварца,  $\mathbf{u} = (u_0, 0, 0)$ , а скорость волны равна  $4.687 \cdot 10^5$  см/сек. Вектор, определяющий направление распространения гиперзвука, находится в плоскости  $YZ$  и составляет угол с осью  $Z$  угол, равный 0.295 рад. В качестве оси  $z$  выбрана ось  $Z$  кристалла кварца. Соответствующая функция  $F(x)$  определена формулой (15). Численные расчеты показывают, что в зависимости от значений параметров

$$\frac{m_e^2 \omega}{e^6} \frac{d\sigma_c}{d\omega} \quad \frac{m_e^2 \omega}{e^6} \frac{d\sigma_c}{d\omega}$$

$\theta, \psi, u_0, \lambda_s$  внешнее возбуждение может как увеличить, так и уменьшить поперечное сечение. В качестве иллюстрации усиления на рис.1а приведена зависимость величины  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$  от отношения  $\omega / E_1$ , вычисленная по формуле (22) в случае монокристалла  $\text{SiO}_2$ , при  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая),  $2\pi u_0 / a_2 = 0.9$  (сплошная кривая) и  $\theta = 0.00042$ . Деформация индуцирована поперечной акустической волной  $S$ -типа с частотой  $\nu_s = 5 \cdot 10^9$  Гц. Начальная энергия электрона равна  $E_1 = 20$  ГэВ. На рис.1б представлено поперечное сечение  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленное по формуле (22), в зависимости от параметра  $2\pi u_0 / a_2$  при  $\omega / E_1 = 0.04$  и  $\theta = 0.00042$ . Значения других параметров те же, что и для рис.1а. На рис.2а представлено поперечное сечение  $10^{-4}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленное по формуле (23), в зависимости от параметра  $\omega / E_1$  для  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0 / a_1 = 0.82$  (сплошная кривая) при  $\psi = 0.00037$ . Значения параметров те же, что и для рис.1а. На рис.2б представлено поперечное сечение  $10^{-4}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$  для формулы (23) в зависимости от параметра  $2\pi u_0 / a_1$  при  $\omega / E_1 = 0.055$  и  $\psi = 0.00037$ . Значения остальных параметров те же, что и для рис.1а. Рис.1.

Зависимость сечения  $10^{-5}(m_e^2 \omega / e^6) d\sigma_c / d\omega$ , вычисленная по формуле (22), от относительной энергии фотона  $\omega / E_1$  (а) при энергии электрона  $E_1 = 20$  ГэВ и  $\theta = 0.00042$  в случаях  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0 / a_1 = 0.9$  (сплошная кривая) и от параметра  $2\pi u_0 / a_2$  (б) при энергии

фотона  $\omega/E_1 = 0.04$  ( $E_1 = 20$  ГэВ) и  $\theta = 0.00042$ .

#### 4. Заключение

Мы рассмотрели тормозное излучение электронов высокой энергии в кристалле со сложным базисом при наличии поля деформации произвольного периодического профиля. Последний может быть индуцирован, например, акустической волной. Влияние поля деформации может служить возможным механизмом управления частотно-угловыми характеристиками излученных фотонов. Когерентная часть поперечного сечения, усредненная по тепловым колебаниям атомов, дается формулой (14), где множитель  $|F_m(\mathbf{g}_m \mathbf{u}_0)|^2$  определяется функцией, описывающей деформацию, а фактор  $|S(\mathbf{g}_m \cdot \mathbf{g})|^2$  определяется структурой кристаллической ячейки. По сравнению с поперечным сечением в неискаженном кристалле, формула (14) содержит дополнительное суммирование по вектору обратной решетки  $m\mathbf{k}_s$  одномерной сверхрешетки, генерированной полем деформации. Влияние поля деформации на поперечное сечение может быть заметным при условии  $4\pi^2 u_0/a \geq \lambda_s/l_c$ . Роль эффектов когерентности в поперечном сечении тормозного излучения существенна,

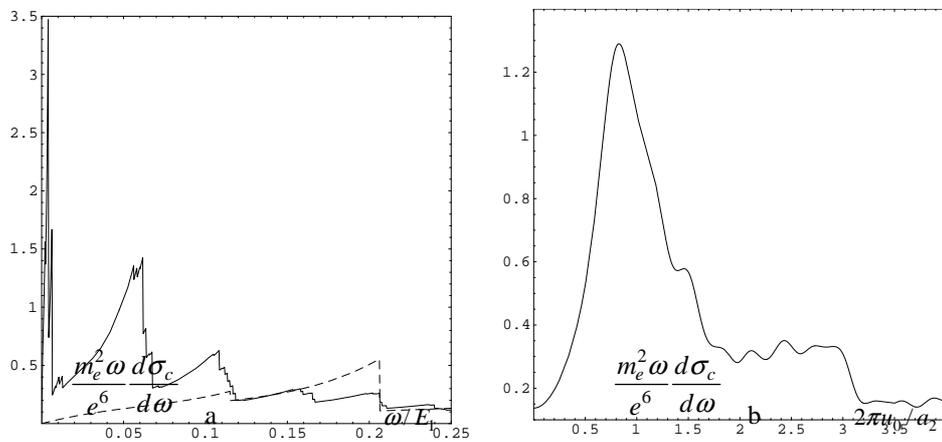


Рис.2. Зависимость сечения  $10^{-4}(m_e^2\omega/e^6)d\sigma_c/d\omega$ , вычисленная по формуле (22), от относительной энергии фотона  $\omega/E_1$  (а) при энергии электрона  $E_1 = 20$  ГэВ и  $\psi = 0.00037$  в случаях  $u_0 = 0$  (пунктирная кривая) и  $2\pi u_0/a_1 = 0.82$  (сплошная кривая), и от параметра  $2\pi u_0/a_1$  (б) при энергии фотона  $\omega/E_1 = 0.055$  ( $E_1 = 20$  ГэВ) и  $\psi = 0.00037$ .

когда электрон влетает в кристалл под малыми углами относительно кристаллографической оси. В этом случае основной вклад в когерентную часть поперечного сечения дают кристаллографические плоскости, параллельные выбранной оси (ось  $z$  в нашем рассмотрении). Поведение поперечного сечения как функции энергии фотона существенно зависит от угла  $\alpha$  между проекцией импульса электрона на плоскость  $(x, y)$  и осью  $y$ . Если электрон движется далеко от соответствующих кристаллографических плоскостей, то суммирование по перпендикулярным компонентам вектора обратной решетки можно заменить интегрированием, и когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения дается формулой (19). Если

электрон влетает в кристалл близко к кристаллографической плоскости, то нужно различать два случая. Для первого имеем  $\theta \sim a_2/2\pi l_c$ , суммирование по  $g_x$  можно заменить интегрированием и получаем формулу (21). Во втором случае имеем  $\psi = \alpha\theta \sim a_1/2\pi l_c$ , и основной вклад в поперечное сечение дают кристаллографические плоскости, параллельные плоскости падения. Соответствующая формула для поперечного сечения имеет вид (23). Численные расчеты для поперечного сечения приведены для монокристалла  $\text{SiO}_2$  с параметризацией Мольера для экранированных атомных потенциалов и для поля деформации, индуцированной поперечной акустической волной  $S$ -типа с частотой 5 ГГц. Результаты численных расчетов представлены на рис.1 и рис.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.N.Didenko, A.A.Saharian. Sov. Phys. JTP, **61**, 21 (1991); A.R.Mkrtchyan, L.Sh.Grigoryan, A.A.Saharian, A.N.Didenko. Acustica, **75**, 1984 (1991); A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, L.V.Gevorgian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Nucl. Instr. Meth., **B173**, 211 (2001).
2. L.Sh. Grigoryan, A.H. Mkrtchyan, A.A. Saharian. Nucl. Instr. Meth., **B145**, 197 (1998).
3. A.R.Mkrtchyan, H.A.Aslanyan, A.H.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan. Phys. Lett., **A152**, 297 (1991).
4. A.R.Mkrtchyan, R.A.Gasparyan, R.G.Gabrielyan. Phys. Lett., **A115**, 410 (1986); JETP, **93**, 432 (1987); Phys. Lett., **A126**, 528 (1988); L.Sh.Grigoryan et al. Nucl. Instr. Meth., **B173**, 13 (2001); **B173**, 184 (2001); L.Sh.Grigoryan, A.H.Mkrtchyan, H.F.Khachatryan, V.U.Tonoyan, W.Wagner. Nucl. Instr. Meth., **B201**, 25 (2003).
5. A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, L.Sh.Grigoryan, B.V.Khachatryan. Mod. Phys. Lett., **A17**, 2571 (2002).
6. A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian. hep-th/0512089.
7. A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan. Mod. Phys. Lett., **A19**, 99 (2004).
8. M.L.Ter-Mikaelian. High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. Wiley Interscience, New York, 1972.
9. A.I.Akhiezer, N.F.Shulga. High-Energy Electrodynamics in Matter. Gordon and Breach, Amsterdam, 1996.
10. Акустические кристаллы. Под. ред. М.Н.Шаскольский. М., Наука, 1982.

#### ՎՈՆԵՐԵՆՏ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԴԵՖՈՐՄԱՅՎԱԾ ԲԱՐԴ ԲԱԶԻՍՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Վ.Վ. ՊԱՐԱԶՅԱՆ

Հետազոտված է բարձր էներգիայով էլեկտրոնների կոհերենտ արգելակային ճառագայթումը բարդ բազիսով, պարբերական դեֆորմացված միաբյուրեղներում: Ստացված է բանաձև համապատասխան լայնական դիֆերենցիալ կտրվածքի համար դեֆորմացիայի կամայական դաշտի առկայությամբ: Որոշված են պայմանները, որոնց դեպքում դեֆորմացիայի ազդեցությունը էական է: Մանրամասն դիտարկված է դեպքը, երբ էլեկտրոնը մտնում է բյուրեղ բյուրեղական առանցքի նկատմամբ փոքր անկյունների տակ: Ցույց է տրված, որ կախված պարամետրերից դեֆորմացիայի առկայությունը կարող է թե մեծացնել, և թե փոքրացնել արգելակային ճառագայթման լայնական կտրվածքը:

# COHERENT BREMSSTRAHLUNG IN PERIODICALLY DEFORMED CRYSTALS WITH A COMPLEX BASIS

V.V. PARAZIAN

We investigate coherent bremsstrahlung by high-energy electrons in a periodically deformed single crystal with a complex basis. A formula for the corresponding differential cross-section is derived for an arbitrary deformation field. The conditions are specified under which the influence of the hypersound is essential. The case is considered in detail when an electron enters into the crystal at small angles with respect to the crystallographic axis. It is shown that depending on the parameters, the presence of deformation can either increase or reduce the bremsstrahlung cross-section.