Известия НАН Армении, Физика, т.48, №4, с.247-250 (2013)

УДК 537.97

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 20 МэВ

Э.А. МКРТЧЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван
e-mail: edgar198706@mail.ru

(Поступила в редакцию 13 марта 2013 г.)

Исследовано когерентное тормозное излучение электронов с энергией 20 МэВ, движущихся под малыми углами относительно кристаллографических плоскостей монокристалла кварца при наличии акустических волн. В зависимости от параметров акустической волны и от угла падения, наличие деформации может привести как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения тормозного излучения.

Когерентное тормозное излучение электронов высоких энергий в кристаллах является одним из наиболее эффективных методов генерации интенсивных пучков поляризованных монохроматических фотонов (см., например, [1-3] и приведенные там ссылки). Этим обусловлена важность исследований различных механизмов контроля параметров излучения. В качестве такого механизма в работе [4] рассмотрено воздействие гиперзвуковых волн на тормозное излучение для случая простого кристалла с одним атомом в элементарной ячейке и для синусоидального поля деформации. Для заметного воздействия акустической волны требуется генерация гиперзвука высокой частоты. Такие волны обычно возбуждаются высокочастотными электромагнитными полями с помощью пьезоэлектрического эффекта в кристаллах со сложной элементарной ячейкой. В работе [5] обобщены результаты [4] для кристаллов со сложной ячейкой и для акустических волн произвольного профиля. В настоящей работе используются результаты [5] для исследования когерентного тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в пьезокристалле кварца.

При наличии внешних воздействий (например, в виде акустических волн) радиус-вектор атома в кристалле можно представить в виде $\mathbf{r}_{n0}^{(j)} = \ = \mathbf{r}_{ne}^{(j)} + \mathbf{u}_{n}^{(j)}$, где $\mathbf{r}_{ne}^{(j)}$ соответствует равновесному положению атома при отсутствии деформации, а $\mathbf{u}_{n}^{(j)}$ обусловлен смещением атома из-за внешнего воздействия. Для решетки со сложной ячейкой координаты атома представляются в виде $\mathbf{r}_{ne}^{(j)} = \mathbf{R}_n + \boldsymbol{\rho}^{(j)}$, где $\mathbf{R}_n$ определяет положения атомов в одной из примитивных ячеек, а $\boldsymbol{\rho}^{(j)}$ соответствуют равновесному положению других атомов внутри n-ой элементарной ячейки по отношению к $\mathbf{R}_n$.

Предположим, что деформация является периодической: $\mathbf{u}_{n}^{(j)} = \ = \mathbf{u}_0 f\left(\mathbf{k}_s \mathbf{r}_{ne}^{(j)}\right)$, где $\mathbf{u}_0$ и $\mathbf{k}_s$ – соответственно, амплитуда и волновое число поля деформации, $f(x)$ – произвольная функция с периодом 2π, $\max f(x) = 1$. В случае акустических волн зависимостью $\mathbf{u}_{n}^{(j)}$ от времени можно пренебречь, поскольку для рассматриваемых значений энергии характерное время изменения поля деформации намного больше времени прохождения частиц через кристалл. В дальнейшем нам понадобится Фурье-образ функции $e^{ixf(t)}$:

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

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$. Для синусоидального поля деформации, $f(z) = \sin(z + \phi_0)$, имеем $F_m(z) = e^{im\phi_0} J_m(z)$, где $J_m(z)$ – функция Бесселя.

Обозначим через E_1 и E_2 энергии электрона в начальном и конечном состояниях, соответственно, а через ω – частоту излученного фотона. Минимальный переданный импульс определяется выражением $\delta = 1/l_c$, где $l_c = 2E_1E_2/\omega m_e^2$ – зона формирования тормозного излучения (используется система единиц $\hbar = c = 1$).

Поперечное сечение тормозного излучения представляется в виде $d\sigma = N_0(d\sigma_n + d\sigma_c)$, где $d\sigma_n$ и $d\sigma_c$ – соответственно, некогерентная и когерентная части сечения, отнесенные к одному атому, N_0 – число атомов в кристалле. Когерентная часть поперечного сечения определяется выражением [5]

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} = \frac{e^2 N}{N_0 E_1^2 \Delta}\sum_{m,\mathbf{g}} G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1), \tag{2}$$

где Δ и $\mathbf{g}$ – объем элементарной ячейки и вектор обратной решетки,

$$G_m(\mathbf{g}, \omega, E_1) = \frac{g_{m\perp}^2}{g_{m\|}^2}\left[1 + \frac{\omega^2}{2E_1E_2} - 2\frac{\delta}{g_{m\|}}\left(1 - \frac{\delta}{g_{m\|}}\right)\right]\left|F_m(\mathbf{g}_m, \mathbf{u}_0)\right|^2 \left|S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g})\right|^2, \tag{3}$$

и суммирование производится при условии $g_{m\|} \geq \delta$. В формуле (2) e – заряд электрона, N – число ячеек в кристалле, $g_{m\|}$ и $g_{m\perp}$ – соответственно, параллельное и перпендикулярное составляющие вектора $\mathbf{g}_m = \mathbf{g} - m\mathbf{k}_s$ по отношению к направлению движения первичного электрона и

$$S(\mathbf{g}_m, \mathbf{g}) = \sum_j u_{\mathbf{g}_m}^{(j)} e^{-g_m^2 \overline{u}_t^{(j)2}/2} e^{i\mathbf{g}\boldsymbol{\rho}^{(j)}}. \tag{4}$$

В выражении (4), $u_{\mathbf{g}}^{(j)}$ – Фурье-образ потенциала j-го атома, $\overline{u}_t^{(j)2}$ – среднеквадратичное смещение j-го атома, обусловленное тепловыми колебаниями.

Роль когерентных эффектов в тормозном излучении существенна, когда электрон входит в кристалл под малыми углами по отношению к кристаллографическим осям. Полагая, что решетка кристалла является ортогональной, компоненты вектора обратной решетки задаются выражениями $g_i = 2\pi n_i/a_i$, $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, где a_i $(i = 1, 2, 3)$ – постоянные решетки. Обозначим через θ угол между импульсом начального электрона и кристаллографической осью z. Для параллельной составляющей вектора $\mathbf{g}_m$ имеем выражение

$$g_{m\|} = g_{mz}\cos\theta + (g_{my}\cos\alpha + g_{mx}\sin\alpha)\sin\theta\,, \tag{5}$$

где α – угол между проекцией импульса начального электрона на плоскость (x, y) и осью y. Пусть электрон входит в кристалл под малыми углами θ и вблизи кристаллографической плоскости (x, y) (угол α мал). В зависимости от значения энергии электрона следует отдельно рассмотреть два случая. При условии $\delta \sim 2\pi\theta/a_2$ имеем $g_{m\|} \approx -mk_{s\|} + g_y\theta \geq \delta,$ и выражение для сечения примет вид

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{2\pi N_0 E_1^2 a_2 a_3} \sum_{m,g_y} \int dg_x G_m\left(\mathbf{g},\omega,E_1\right). \tag{6}$$

Второй случай соответствует значениям энергии электрона, для которых $\delta \sim 2\pi\theta\alpha/a_1$. Теперь основной вклад в сумму дают слагаемые с $g_y = 0$ и

$$\frac{d\sigma_c}{d\omega} \approx \frac{e^2 N}{N_0 E_1^2 \Delta} \sum_{m,g_x} G_m\left(\mathbf{g},\omega,E_1\right), \tag{7}$$

где $g_{m\|} \approx -mk_{s\|} + g_x\psi$, $\psi = \alpha\theta$ и $g_{m\|} \geq \delta$.

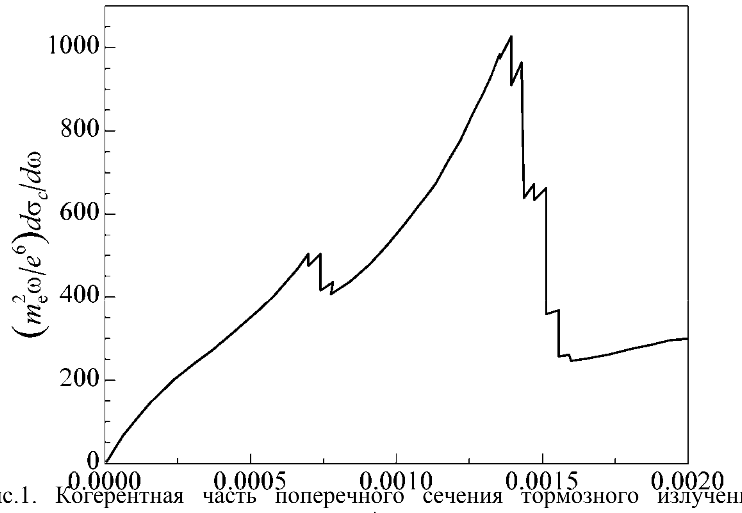

Рис.1. Когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в зависимости от $\hbar\omega/E_1$ для значений параметров $\psi = 0.0021$ и $2\pi u_0/a_1 = 1$. Поле деформации генерировано акустической волной S-типа с частотой $\nu_s = 1.024$ ГГц.

Нами проведены численные расчеты поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в монокристалле SiO_2. Расчеты проведены для синусоидальной поперечной акустической волны S-типа. Численные расчеты показывают, что в зависимости от значений параметров $\theta,\ \alpha,\ u_0,\ k_s,$ внешнее возбуждение приводит как к увеличению, так и к уменьшению поперечного сечения тормозного излучения.

На рис.1 приведена зависимость величины $\left(m_e^2\omega/e^6\right)d\sigma_c/d\omega,$ вычисленной по формуле (7), от отношения ω/E_1 при $E_1 = 20$ МэВ, $2\pi u_0/a_1 = 1$ и $\psi = 0.0021.$ Предполагается, что поле деформации генерировано поперечной акустической волной S-типа с частотой $\nu_s = 1.024$ ГГц.

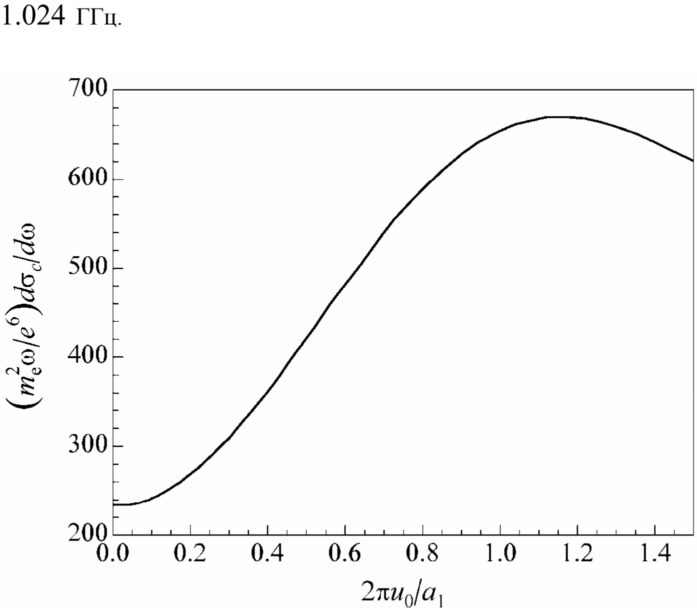

Рис.2. Когерентная часть поперечного сечения тормозного излучения электронов с энергией 20 МэВ в зависимости от $2\pi u_0/a_1 = 1$ для $\hbar\omega/E_1 = 0.0015$. Значения остальных параметров те же, что и для рис.1.

На рис.2 представлена зависимость величины $\left(m_e^2\omega/e^6\right)d\sigma_c/d\omega$ от амплитуды поля деформации, $2\pi u_0/a_1$, для энергии тормозного фотона, соответствующей $\omega/E_1 = 0.0015$ ($\omega = 30$ кэВ).

Автор выражает благодарность А.Р. Мкртчяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
2. **А.И.Ахиезер, Н.Ф.Шульга**. Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
3. **P.Rullhusen, X.Artru, P.Dhez**. Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons. World Scientific, 1998.
4. **A.A.Saharian, A.R.Mkrtchyan, V.V.Parazian, L.Sh.Grigoryan**. Mod. Phys. Lett. A, **19**, 99 (2004).
5. **A.R.Mkrtchyan, A.A.Saharian, V.V.Parazian**. Mod. Phys. Lett. B, **23**, 2573 (2009).