

01; 05; 10

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ

В. Н. Рудько

Исследовано влияние поперечной ультразвуковой волны на спектр квазихарактеристического излучения каналированных электронов с энергиями $E \leq 100$ МэВ. Показано, что когда разность энергий двух уровней поперечного движения близка к величине $c |q_{\perp}|$, где q_{\perp} — компонента волнового вектора ультразвуковой волны вдоль оси канала, происходит расщепление отдельных полос квазихарактеристического излучения. При усреднении интенсивности излучения по времени расщепление проявляется в уширении полос и сдвиге их максимумов в область низких частот. Использование амплитудно-модулированной стоячей волны приводит к временным колебаниям интенсивности излучения на выбранных частотах.

Обстоятельный обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований по изучению излучения каналированных частиц в кристаллах можно найти в монографиях [1-3], опубликованных в последнее время. Интересной особенностью излучения каналированных электронов с относительно низкими энергиями ($E \leq 100$ МэВ) является существование квантовых эффектов, проявляющихся в наличии отдельных линий в спектре излучения, положение которых определяется значениями уровней поперечной энергии. В [4, 5] была предсказана возможность расщепления вышеупомянутых линий при каналировании электронов в кристаллах со сверхрешеткой и развита теория этого явления. Было показано, что эффект расщепления полос квазихарактеристического излучения носит резонансный характер и проявляется, когда разность энергий двух уровней поперечного движения в усредненном потенциале канала близка к величине $2\pi\hbar c/l$, где l — период сверхрешетки вдоль оси канала. В настоящей работе мы покажем, что аналогичное явление должно наблюдаться при каналировании электронов в поле интенсивной ультразвуковой волны, и рассмотрим его особенности. Вообще говоря, идея использования ультразвука для управления интенсивностью различных видов излучения имеет давнее происхождение. Например, в [6-8] экспериментально реализованы различные варианты управления интенсивностью рентгеновского излучения, в [9] рассматривалось переходное излучение при модуляции плотности вещества при пропускании через него ультразвуковой волны.

Для конкретности рассмотрим плоскостное каналирование электронов. Пусть ось z направлена вдоль оси канала, а плоскость xz является плоскостью каналирования. Пусть также вдоль оси z распространяется поперечная ультразвуковая волна. Тогда потенциал канала $U(x, z)$ может быть записан в виде $U(x, z) = U(x) + \nabla_x U(x) \Phi(z, t)$, где $U(x)$ — потенциал канала в отсутствие упругого искажения, вызываемого акустической волной, которое описывается функцией $\Phi(z, t)$. Период функции $\Phi(z, t)$ по z обозначим через $2\pi/q$, где q — модуль волнового вектора ультразвуковой волны. Поскольку величина qc на несколько порядков превышает частоту ультразвука Ω , то каналированные электроны будут воспринимать мгновенные значения поля ультразвуковой волны, двигаясь, таким образом, в пространственно-периодически деформированном кристалле. Поэтому для каждого отдельно взятого каналированного электрона время t в выражении для потенциала канала $U(x) + \nabla_x U(x) \Phi(z, t)$

является параметром. Это позволяет использовать метод расчета интенсивности излучения, развитый в [4] для случая каналирования электронов в статических сверхрешетках. Вблизи условия резонанса, когда разность энергий двух уровней поперечного движения $\hbar\omega_{i,f}$ близка к $\hbar c q$ или, что то же самое, $E_{i,p}^{(0)} \simeq E_{f,p+\hbar q}^{(0)}$ (где $E_{i,p}^{(0)}$ — полная энергия частицы, индекс i нумерует состояния поперечного движения, p — продольный импульс частицы), действие резонансного возмущения $\nabla_x U(x)\Phi(z, t)$ приводит к смешиванию состояний с различными значениями продольного импульса, соответствующих соседним уровням поперечной энергии i и f , что в свою очередь влечет за собой расщепление уровней с энергиями $E_{i,p}^{(0)}$ и $E_{f,p}^{(0)}$. В этом случае нормированные волновые функции нулевого приближения имеют вид [5]

$$\begin{aligned}\Psi_{i,p}^{(1,2)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(1 \pm \frac{\mu_{i,f}}{\lambda_{i,f}}\right)^{1/2} \Psi_{i,p}^{(0)} \pm \left(1 \mp \frac{\mu_{i,f}}{\lambda_{i,f}}\right)^{1/2} \Psi_{f,p+\hbar q}^{(0)} \right], \\ \Psi_{f,p}^{(1,2)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left(1 \mp \frac{\mu_{i,f}}{\lambda_{i,f}}\right)^{1/2} \Psi_{f,p}^{(0)} \mp \left(1 \pm \frac{\mu_{i,f}}{\lambda_{i,f}}\right)^{1/2} \Psi_{i,p-\hbar q}^{(0)} \right],\end{aligned}\quad (1)$$

где $\Psi_{i,p}^{(0)}$ — волновая функция электрона в невозмущенном потенциале канала; величина $\mu_{i,f}$ характеризует расстройку по отношению к точному резонансу $\mu_{i,f} = (E_{i,p}^{(0)} - E_{f,p-\hbar q}^{(0)})/\hbar\omega_{i,f}$, $\lambda_{i,f} = \sqrt{\mu_{i,f}^2 + 4v_{i,f}^2}$, значение $v_{i,f} = V_{i,f}/\hbar\omega_{i,f}$ характеризует величину расщепления; $V_{i,f}$ — матричный элемент оператора возмущения, вычисленный на невозмущенных волновых функциях

$$\langle i, p | \nabla_x U \Phi | f, p' \rangle = V_{i,f} (\delta_{p,p'+\hbar q} + \delta_{p,p'-\hbar q}).$$

Соответствующие функциям (1) значения энергии равны

$$\begin{aligned}E_{i,p}^{(1,2)} &= \frac{1}{2} (E_{i,p}^{(0)} + E_{f,p+\hbar q}^{(0)} \pm \hbar\omega_{i,f}\lambda_{i,f}), \\ E_{f,p}^{(1,2)} &= \frac{1}{2} (E_{f,p-\hbar q}^{(0)} + E_{i,p}^{(0)} \pm \hbar\omega_{i,f}\lambda_{i,f}).\end{aligned}\quad (2)$$

Расщепление уровней полной энергии электрона приводит к расщеплению линий в спектре излучения. Так, для перехода $|j\rangle \rightarrow |i\rangle$ ($j \equiv i+1$) линия в спектре излучения будет представлять собой дублет. С помощью (1), (2) и известных формул, описывающих спонтанное излучение каналированных частиц [1-3], можно получить следующее выражение для спектрального распределения мощности излучения:

$$\frac{dI_{ji}}{d\omega} = \left(1 \pm \frac{\mu_{i,f}}{\lambda_{i,f}}\right) \frac{e^2 |x_{ji}|^2 \omega_{ji}^2 \omega}{2c^3} \left\{ 1 \mp \lambda_{i,f} - \mu_{i,f} - 2 \left(1 \mp \lambda_{i,f} - \mu_{i,f}\right) \frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} + 2 \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}}\right)^2 \right\}, \quad (3)$$

где ex_{ji} — матричный элемент дипольного момента перехода, $\bar{\omega}_{ji} = \omega_{ji}/(1-\beta_1)$ ($\beta_1 = v/c$, v — продольная скорость частицы).

В формуле (3) допустимая область частот имеет вид

$$\omega \leq \bar{\omega}_{ji} \left(1 \pm \frac{1}{2} \lambda_{i,f} - \frac{1}{2} \mu_{i,f}\right). \quad (4)$$

В (3) и (4) верхний знак соответствует низкочастотной компоненте дублета, а нижний знак — высокочастотной.

Поскольку каналированные электроны воспринимают мгновенные значения поля ультразвуковой волны, то в «чистом виде» расщепление полос квази-характеристического излучения можно наблюдать при распространении в кристалле бегущей ультразвуковой волны. Другая экспериментальная ситуация возможна, когда в кристалле возбуждается стоячая волна $a \sin qz \sin \Omega t$ (a — амплитуда волны), а длительность регистрации излучения T удовлетворяет условию $T \gg 2\pi/\Omega$. Тогда $v_{i,f}(t) = v_m |\sin \Omega t|$ и формулу (3) нужно усреднить по времени. Чтобы не писать громоздких выражений, ответ приведем для слу-

чая точного резонанса ($\mu_{if}=0, \lambda_{if}=2\nu_{if}$). Для низкочастотной компоненты дублета

$$\frac{dI_{ji}}{d\omega} = \frac{e^2 |x_{ji}|^2 \omega_{ji}^2 \omega}{\pi c^3} \left\{ \left[1 - 2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} + 2 \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} \right)^2 \right] \theta - 2\nu_m \left(1 - 2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} \right) (1 - \cos \theta) \right\}, \quad (5)$$

где угол θ находится из условия

$$\omega = \bar{\omega}_{ji} (1 - \nu_m \sin \theta) \quad (6)$$

при $1 - \nu_m < \omega / \bar{\omega}_{ji} < 1$ и $\theta = \pi/2$ при $\omega < \bar{\omega}_{ji} (1 - \nu_m)$.

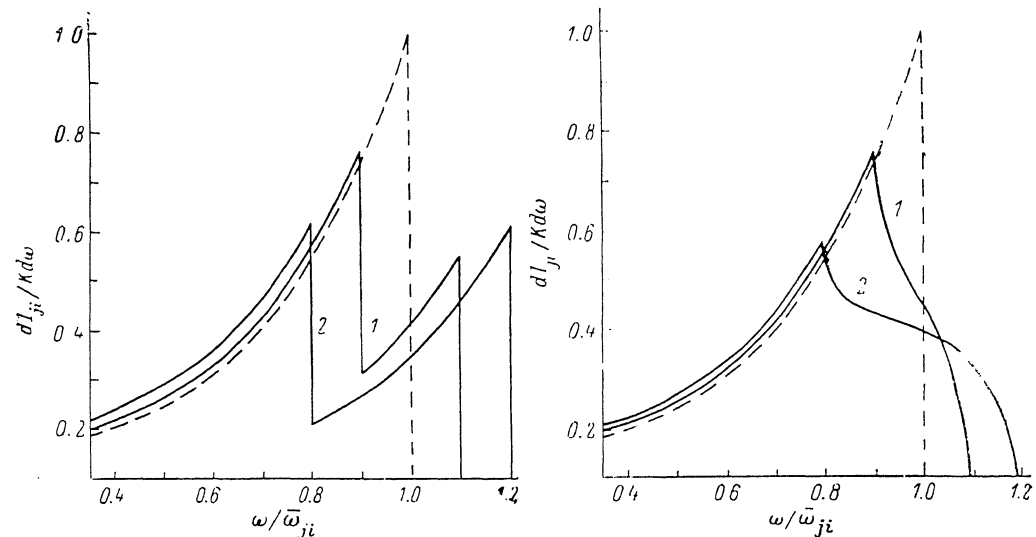


Рис. 1. Спектральная зависимость интенсивности излучения для отдельной линии в спектре квазихарактеристического излучения, расщепленной под действием потенциала статической сверхрешетки (тот же вид зависимости имеет при каналировании электронов в поле бегущей ультразвуковой волны).

Зависимости $dI_{ji}/Kd\omega$ от $\omega/\bar{\omega}_{ji}$ построены по формуле (3) при $\mu_{if}=0, \lambda_{if}=2\nu_{if}; \nu_{if}: 1 - 0.1, 2 - 0.2; K=e^2|x_{ji}|^2\omega_{ji}^2/2c^3$. Штриховая кривая — нерасщепленная полоса. Спектр построен без учета уширения линий.

Рис. 2. Усредненная по времени спектральная зависимость интенсивности излучения для отдельной линии в спектре квазихарактеристического излучения при каналировании электронов в поле стоячей ультразвуковой волны.

Зависимости $dI_{ji}/hd\omega$ от $\omega/\bar{\omega}_{ji}$ построены на основе (5)–(8); $K=e^2|x_{ji}|^2\omega_{ji}^2/2c^3; \nu_m=0.1$ (1), 0.2 (2). Штриховая кривая — полоса излучения в отсутствие ультразвуковой волны. Спектр построен без учета уширения линий.

Аналогично для высокочастотной компоненты дублета получаем

$$\frac{dI_{ji}}{d\omega} = \frac{e^2 |x_{ji}|^2 \omega_{ji}^2 \omega}{\pi c^3} \left\{ \left[1 - 2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} + 2 \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} \right)^2 \right] \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) + 2\nu_m \left(1 - 2 \frac{\omega}{\bar{\omega}_{ji}} \right) \cos \theta \right\}, \quad (7)$$

где значение θ при $1 < \omega/\bar{\omega}_{ji} < 1 + \nu_m$ находится из уравнения

$$\omega = \bar{\omega}_{ji} (1 + \nu_m \sin \theta) \quad (8)$$

и $\theta=0$ при $\omega < \bar{\omega}_{ji}$.

На рис. 1, 2 показано спектральное распределение мощности для отдельной полосы квазихарактеристического излучения для случая бегущей ультразвуковой волны (и для статической сверхрешетки) и для случая каналирования электронов в поле стоячей ультразвуковой волны соответственно. Амплитуда потенциала возмущения в обоих случаях выбрана одинаковой. Как видно из рис. 2, при усреднении по времени полоса остается нерасщепленной, при этом она уширяется, а ее максимум сдвигается в область более низких частот.

Как и в случае рентгеновских волн [8], еще одной интересной возможностью

воздействия ультразвука на излучение канализированных электронов является использование амплитудно-модулированной стоячей волны. Осуществляя низкочастотную модуляцию амплитуды $a = a_0 (1 + m \sin \Omega_0 t)$, где m — параметр, характеризующий глубину модуляции, Ω_0 — частота модуляции, можно ожидать появления низкочастотных осцилляций интенсивности квазихарактеристического излучения на частотах, близких к частоте рассматриваемой линии излучения. Этот случай иллюстрирует рис. 3, на котором показана временная зависимость спектрального распределения интенсивности излучения для трех значений частоты фотонов.

В заключение приведем некоторые оценки для кристалла германия. При

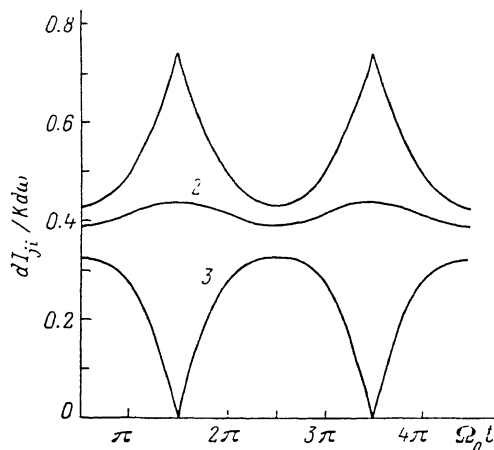


Рис. 3. Временная зависимость спектрального распределения интенсивности квазихарактеристического излучения при наличии в кристалле амплитудно-модулированной стоячей волны для трех значений частоты $\omega/\bar{\omega}_{ji}$.

1 — 0.9, 2 — 1.0, 3 — 1.1. Кривые построены на основе (5)–(8) с $v_m = v_{m0} (1 + m \sin \Omega_0 t)$ (при $v_{m0} = 0.15$ и $m = 1/3$).

канализовании электронов с энергией $E \approx 50$ МэВ вдоль плоскости (110) разность энергий второго и первого уровней поперечного движения равна $\hbar \omega_{21} \approx \approx 4$ эВ [3]. Поэтому условие точного резонанса будет выполняться для звуковой волны с $2\pi/q \approx 300$ нм. Это значение при скорости волн, равной 2.8×10^3 м/с [10], соответствует частоте 9 ГГц. Волны с такой частотой иногда относят к области гиперзвука [11]. Обычно они возбуждаются с помощью пленочных преобразователей [11, 12]. Поскольку с ростом температуры затухание волн резко возрастает, то эксперименты с гиперзвуком проводят при температурах ниже 20 К. Отметим, что приведенные выше значения $\hbar \omega_{if}$ и q типичны для ряда кристаллов при относительно низких энергиях частиц ($E \leq 100$ МэВ) [1–3]. Для случая статических сверхрешеток в работе [5] было показано, что для получения заметного расщепления полос излучения ($v_{if} \sim 0.1$) амплитуда искажений в сверхрешетке должна быть порядка $3 \times 10^{-4} - 10^{-3}$. Эти же оценки применимы и для величины амплитуды ультразвуковой волны, что в рассмотренном выше случае для германия соответствует интенсивности звука 0.1–1 Вт/см². Представленные на рис. 1, 2 безразмерные спектральные зависимости интенсивности квазихарактеристического излучения построены для двух значений величины v_{if} , равных 0.1 и 0.2.

Список литературы

- [1] Кумаров М. А., Комаров Ф. Ф. Изл. заряженных частиц в тв. тел. Минск, 1985. 384 с.
- [2] Кумаров М. А. Изл. канализированных частиц в крист. М.: Энергоатомиздат, 1986. 161 с.
- [3] Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М.: Наука, 1987. 272 с.
- [4] Рудько В. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. Вып. 5. С. 1676–1684.
- [5] Rudko V. N. // Radiat. Effects. 1986. Vol. 88. N 3-4. P. 257–271.
- [6] Klein A. G., Prager P. et al. // Appl. Phys. Lett. 1967. Vol. 10. N 6. P. 293–295.
- [7] Michalec R., Chalupa V. J., Cech J. et al. // Phys. Lett. 1969. Vol. 29A. N 11. P. 687–690.
- [8] Мкртчян А. Р., Навсардян М. А., Кочарян Л. А. и др. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 24. С. 1522–1526.
- [9] Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. 457 с.
- [10] Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чук Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 308 с.
- [11] Тагер Дж., Рэмpton В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 454 с.
- [12] Гананольский Е. М. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 2. С. 111–113.