

во до тех пор, пока величина фазовой анизотропии лазера не сравняется с величиной его амплитудной анизотропии.

Если поворот плоскости поляризации излучения в среде складывается с поворотом в фарадеевском элементе, повышение напряженности магнитного поля в ячейке вызывает монотонное падение интенсивности генерации. Если же эти повороты вычитаются, поведение энергетических характеристик зависит от параметров фарадеевского вращателя. При относительно небольших углах поворота в нем (см. рис. 2, в) мощность генерации вначале растет с увеличением напряженности магнитного поля (см. участок $O-I'$), причем сильнее, чем за счет разрушения выстраивания атомных состояний. В точках максимума фазовая анизотропия среды компенсирует на частотах усиления фазовую анизотропию резонатора. Дальнейшее возрастание напряженности H приводит к уменьшению интенсивности излучения лазера, и в точке I' , соответствующей значению $H_{\max}$, наблюдается минимум. При достаточно больших величинах фазовой анизотропии резонатора (см. рис. 2, г) этот минимум почти не заметен, а в максимуме мощность генерации уже существенно превосходит ее значение в отсутствие магнитного поля. Таким образом, при достаточной величине фазовой анизотропии резонатора и определенном направлении магнитного поля в активной среде лазера, соответствующем вычитанию углов поворота плоскости поляризации излучения в среде и фарадеевском элементе, мощность генерации возрастает, несмотря на то, что зеемановское расщепление контура усиления должно приводить к падению мощности излучения лазера с линейно-амплитудно-анизотропным резонатором. Это происходит из-за того, что в указанных условиях резонансное фарадеевское вращение плоскости поляризации излучения в активной среде сильнее влияет на энергетические характеристики генерации, чем зеемановское расщепление контура поглощения.

Приведенные экспериментальные данные указывают, что при определенном соотношении величин амплитудной и циркулярной фазовой анизотропии лазера, достаточной напряженности магнитного поля в среде изменение магнитным полем действительной части поляризуемости активной среды лазера может оказывать на энергетические характеристики генерации влияние, сравнимое или даже большее, чем влияние изменения мнимой части поляризуемости среды.

Авторы признательны А. П. Войтовичу и А. И. Комяку за обсуждение работы.

Список литературы

1. Войтович А. П. Магнитооптика газовых лазеров. Минск, 1984.
2. Войтович А. П., Павлющик А. А., Пантелеев С. В. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 1. С. 42.

Поступила в редакцию 22.09.86.

УДК 548.0:535.3

И. Я. ДУБОВСКАЯ, ЧЫОНГ БА ХА

О ДИФРАКЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ КАНАЛИРОВАННОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

В рентгеновском диапазоне спектра структура кристалла влияет не только на движение излучающей частицы, но и на состояние излучаемого фотона, приводя при выполнении условий дифракции к появлению излучения под большим углом к направлению движения частицы [1]. Общие выражения для дифференциального сечения рентгеновского излучения при дифракции Лауэ и Брэгга в случаях осевого и плоскостного каналирования были получены в [2—4]. В настоящей работе рассмотрено угловое и спектральное распределение рентгеновского излучения, обра-

зованного частицами, каналированными вдоль оси (осевое каналирование). Найдены поляризационные и интегральные характеристики излучения, испускаемого в дифракционный пик.

Согласно [3, 4], дифференциальное число фотонов, излучаемых каналированными вдоль оси частицами под большим углом к направлению движения в случае дифракции фотонов по Лауэ ($k_z > 0$, $k_z + \tau_z > 0$), имеет вид:

$$dN_s^\tau = \frac{e^2 \beta_1^2 d^3 k}{4\pi^2 \omega E^2} \sum_{nf} Q_{nn} |\vec{e}_{1s} \vec{W}_{nf}|^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \epsilon_{\mu s}^\tau \frac{1 - e^{-iq_{znf}^{\mu s} L}}{q_{znf}^{\mu s}} \right|^2, \quad (1)$$

где E — энергия частицы; ω — частота испускаемого фотона; $\vec{k}$ — его волновой вектор; $\vec{\tau}$ — вектор обратной решетки кристалла; $\vec{p}$ ($\vec{p}_1$) — начальный (конечный) импульс частицы; L — толщина кристалла; $\vec{e}_{1s}$ — вектор поляризации фотона; $\vec{e}_{1\sigma} \parallel [\vec{k}\vec{\tau}]$ для σ -поляризации; $\vec{e}_{1\pi} \parallel [\vec{k}, [\vec{k}\vec{\tau}]]$ для π -поляризации; $\vec{k}_\tau = \vec{k} + \vec{\tau}$; $q_{znf}^{\mu s} = p_{zn} - p_{1zf} - k_z - \tau_z - \frac{\omega}{\gamma_1} \epsilon^{\mu s}$. Здесь ось z выбрана по кристаллографической оси, вдоль которой движется каналированная частица; $1 + \epsilon^{\mu s}$ — диэлектрическая проницаемость кристалла в условиях дифракции; $\gamma_1 = \frac{k_z + \tau_z}{\omega/c}$;

$$\begin{aligned} \vec{W}_{nf} &= \vec{p} - (\vec{p}_\perp - \vec{k}_\perp - \vec{\tau}_\perp) J_{nf} - \vec{I}_{nf}, \\ J_{nf} &= N_\perp \int_{S_\perp} e^{-i(\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp) \cdot \vec{\rho}} \psi_{n\kappa}^*(\vec{\rho}) \psi_{f\kappa_1}^*(\vec{\rho}) d^2 \rho, \\ \vec{I}_{nf} &= \frac{N_\perp}{i} \int_{S_\perp} e^{-i(\vec{k}_\perp + \vec{\tau}_\perp) \cdot \vec{\rho}} \psi_{n\kappa}^*(\vec{\rho}) \nabla_\rho \psi_{f\kappa_1}^*(\vec{\rho}) d^2 \rho, \\ Q_{nn} &= \frac{N_\perp}{S_\perp} \left| \int_{S_\perp} \psi_{n\kappa}^*(\vec{\rho}) e^{i\vec{p} \cdot \vec{\rho}} d^2 \rho \right|^2, \end{aligned}$$

n, f — номера состояний; $\kappa(\kappa_1)$ — двумерный приведенный квазинимпульс в начальном (конечном) состоянии; $N_\perp$ — число двумерных элементарных ячеек в плоскости кристалла, поперечной оси z ; $S_\perp$ — площадь ячейки; $\psi_{n\kappa}^*(\vec{\rho})$ — двумерная функция Блоха в кристалле. Остальные обозначения см. в [2, 4].

Очевидно, что сечение (1) принимает максимальное значение для всех частот, удовлетворяющих неравенству [2]:

$$\begin{aligned} \text{Re } q_{znf}^{\mu s} &= p_{zn} - p_{1zf} - k_z - \tau_z - \frac{\omega}{\gamma_1} \text{Re } \epsilon^{\mu s} \simeq \\ &\simeq \omega(1 - \beta \cos \theta) - \Omega_{nf} - \frac{\omega}{\gamma_1} \text{Re } \epsilon^{\mu s} \leq \frac{\omega}{\gamma_1} \text{Im } \epsilon^{\mu s}, \end{aligned} \quad (2)$$

где θ — угол между вектором $\vec{k} + \vec{\tau}$ и осью z ; $\Omega_{nf} = \epsilon_n - \epsilon_f$ — частота перехода между состояниями с энергиями ϵ_n и ϵ_f двумерного потенциала. Для достаточно толстого непоглощающего кристалла возможен асимптотический переход $|1 - \exp(-iq_z L)|/|q_z|^2 \simeq \pi L \delta(q_z)$, что дает возможность проинтегрировать (1) по частотам или углам и получить угловое или спектральное распределение.

Рассмотрим подробно дифракционное излучение каналированных вдоль оси частиц относительно невысоких энергий, когда выполняется соотношение $1 - \beta \gg \frac{1}{\gamma_1} \text{Re } \epsilon^{\mu s}$.

В этом случае, согласно (2), преломляющие свойства среды слабо влияют на частоту излучения

$$\omega_{nf}^{\mu s} \simeq \omega_{nf} = \frac{\Omega_{nf}}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3)$$

которая определяется только углом вылета кванта, полной энергией частицы и частотой соответствующего перехода.

В результате интегрирования сечения (1) с помощью δ -функции для углового распределения фотонов получаем следующие выражения.

Для излучения под большим углом относительно направления движения частицы:

$$\frac{dN_s^\tau}{d\Omega} = \frac{e^2 L \beta_1^2}{2\pi} \sum_{nf} Q_{nn} \Omega_{nf}^3 B_s^\tau(\omega_{nf}) |x_{nf} R_{xs}^\tau + y_{nf} R_{ys}^\tau|^2, \quad (4)$$

$$\text{где } R_{x\sigma}^\tau = \frac{\beta \sin^2 \theta \cos \varphi (\tau_y \cos \varphi - \tau_x \sin \varphi)}{(1 - \beta \cos \theta)^2 [\tau^2 - (\vec{n}_1 \vec{\tau})^2]^{1/2}} + \frac{\tau_z \sin \theta \sin \varphi - \tau_y \cos \theta}{(1 - \beta \cos \theta) [\tau^2 - (\vec{n}_1 \vec{\tau})^2]^{1/2}},$$

$$R_{x\pi}^\tau = \frac{\beta \sin \theta \cos \varphi (\cos \theta (\vec{n}_1 \vec{\tau}) - \tau_z)}{(1 - \beta \cos \theta)^2 [\tau^2 - (\vec{n}_1 \vec{\tau})^2]^{1/2}} + \frac{\sin \theta \cos \varphi (\vec{n}_1 \vec{\tau}) - \tau_x}{(1 - \beta \cos \theta) [\tau^2 - (\vec{n}_1 \vec{\tau})^2]^{1/2}},$$

$$R_{y\sigma}^{\tau(0)} \equiv -R_{x\sigma}^{\tau(0)}, \quad R_{y\pi}^{\tau(0)} \equiv R_{x\pi}^{\tau(0)} \text{ с заменой } \tau_x \leftrightarrow \tau_y, \sin \varphi \leftrightarrow \cos \varphi,$$

$$B_s^\tau(\omega_{nf}) = \sum_{\mu} |\xi_{\mu s}^\tau|^2, \quad \vec{n}_1 = \frac{\vec{k} + \vec{\tau}}{|\vec{k} + \vec{\tau}|},$$

$$\vec{\rho}_{nf} = x_{nf} \vec{i} + y_{nf} \vec{j} = N_{\perp} \int_{s_{\perp}} \Psi_{n\vec{k}}(\vec{\rho}) \vec{\rho} \Psi_{f\vec{k}}^*(\vec{\rho}) d^2 \rho,$$

$\vec{\rho}_{nf}$ — в общем случае комплексное.

Для излучения вдоль направления движения частицы:

$$\frac{dN_s^0}{d\Omega} = \frac{e^2 L}{2\pi} \sum_{nf} Q_{nn} \Omega_{nf}^3 B_s^0(\omega_{nf}) |x_{nf} R_{xs}^0 + y_{nf} R_{ys}^0|^2, \quad (5)$$

где $R_{x\sigma}^0 \equiv R_{x\sigma}^\tau$ с заменой $\theta \rightarrow \vartheta$,

$$R_{x\pi}^0 = \frac{\beta \sin^2 \vartheta \cos \varphi (\tau_x \cos \varphi + \tau_y \sin \varphi)}{(1 - \beta \cos \vartheta)^2 [\tau^2 - (\vec{n} \vec{\tau})^2]^{1/2}} + \frac{\tau_z \sin \vartheta \cos \varphi - \tau_x}{(1 - \beta \cos \vartheta) [\tau^2 - (\vec{n} \vec{\tau})^2]^{1/2}},$$

$$B_s^0(\omega_{nf}) = \sum_{\mu} |\xi_{\mu s}^0(\omega_{nf})|^2, \quad \vec{n} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}.$$

При $y_{nf}=0$ полученные формулы переходят в соответствующие выражения (см. [4]) для случая одномерного (плоскостного) каналирования частицы относительно кристаллографических плоскостей, перпендикулярных к оси x .

Необходимо отметить, что для частиц высоких энергий, когда $1 - \beta \lesssim 1/\gamma_1 \text{Re} \varepsilon^{\mu s}$, дисперсия среды существенно изменяет спектр испускаемых квантов, приводя, например, к нескольким ветвям излучения как функции θ . В этом случае суммирование по состояниям n, f в формулах (4), (5) необходимо дополнить суммированием по всем возможным частотам излучения [4]. В угловом же распределении появляется дополнительный множитель [4]:

$$\left| 1 - \frac{(\omega_{nf}^{\mu s})^2}{\gamma_1 \Omega_{nf}} \text{Re} \left(\frac{\partial \varepsilon^{\mu s}}{\partial \omega} \right)_{\omega = \omega_{nf}^{\mu s}} \right|^{-1}$$

как результат учета частотной дисперсии в δ -функции.

Так как при каналировании частиц вдоль оси для связанных состояний двумерный периодический потенциал, описывающий движение частиц в плоскости, поперечной направлению движения релятивистских частиц, обладает осевой симметрией, удобно двумерную волновую функцию частицы выбрать в виде:

$$\psi_n(\vec{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \varphi_n(\rho) e^{i\nu\varphi}, \quad \nu = 0, \pm 1, \dots,$$

где $\varphi_n(\rho)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[-\frac{1}{2E} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + U_{\text{эф}}(\rho) \right] \varphi_n(\rho) = \varepsilon_n \varphi_n(\rho),$$

где $U_{\text{эф}}(\rho) = U(\rho) + \nu^2/2E\rho^2$, $U(\rho)$ — потенциал кристаллографической оси.

В этом случае $\vec{\rho}_{nf} = \frac{1}{2} \rho_{nf} (\vec{i} + i\vec{j})$, $\Delta\nu = \pm 1$, $\rho_{nf} = N_{\perp} \int \varphi_n(\rho) \rho^2 \varphi_f^*(\rho) d\rho$. В результате угловые распределения (4), (5) представляются в следующем виде.

Для излучения под большим углом относительно направления движения каналированной частицы:

$$\frac{dN_s^{\tau}}{d\Omega} = \frac{e^2 L}{8\pi} \beta_1^2 \sum_{nf} Q_{nn} |\rho_{nf}|^2 \Omega_{nf}^3 B_s^{\tau}(\omega_{nf}) (R_{\rho s}^{\tau})^2. \quad (6)$$

Для излучения вдоль направления движения частицы:

$$\frac{dN_s^0}{d\Theta} = -\frac{e^2 L}{8\pi} \sum_{nf} Q_{nn} |\rho_{nf}|^2 \Omega_{nf}^3 B_s^0(\omega_{nf}) (R_{\rho s}^0)^2, \quad (7)$$

где $(R_{\rho s}^{\tau(0)})^2 = (R_{xs}^{\tau(0)})^2 + (R_{ys}^{\tau(0)})^2$.

Для получения спектрального распределения излучения необходимо проинтегрировать дважды дифференциальное сечение соответственно по углам.

Используя формулы, полученные в [2] для спектрально-углового распределения фотонов, образованных электронами (позитронами), каналированными между кристаллографическими плоскостями, можно получить следующее выражение:

$$\frac{dN_s^{\tau}}{d\omega} = \frac{e^2 L \beta_1^2}{2} \sum_{nf} Q_{nn} |x_{nf}|^2 \Omega_{nf}^2 B_s^{\tau}(\omega) \left[1 - 2 \frac{\omega}{\tilde{\omega}_{nf}} + 4 P_s^{\tau} \left(\frac{\omega}{\tilde{\omega}_{nf}} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где $\tilde{\omega}_{nf} = 2\gamma^2 \Omega_{nf}$ — максимальная частота излучения; P_s^{τ} — поляризационный множитель:

$$P_{\sigma}^{\tau} = \frac{1}{4\tau_{\perp}^2} (\tau_x^2 + 3\tau_y^2), \quad P_{\pi}^{\tau} = \frac{1}{4\tau_{\perp}^2} (3\tau_x^2 + \tau_y^2), \quad \gamma = E/m.$$

Согласно (7), при плоскостном каналировании дифракционное излучение в общем случае эллиптически поляризовано. Причем степень поляризации зависит как от вида дифракционной функции $B_s^{\tau}(\omega)$, так и от энергии частицы. Так как отношение $\omega/\tilde{\omega}_{nf}$ уменьшается с ростом энергии частицы, то, согласно (7), при $(\omega/\tilde{\omega}_{nf}) \ll 1$ степень поляризации будет определяться только процессом дифракции.

В случае осевого каналирования, интегрируя (1) по углам, получаем для спектрального распределения выражение:

$$\frac{dN_s^{\tau}}{d\omega} = \frac{e^2 L \beta_1^2}{4} \sum_{nf} Q_{nn} |\rho_{nf}|^2 \Omega_{nf}^2 B_s^{\tau}(\omega) \left[1 - \frac{2\omega}{\tilde{\omega}_{nf}} + 2 \left(\frac{\omega}{\tilde{\omega}_{nf}} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Согласно (9), при осевом каналировании частиц поляризация излучения определяется только функцией $B_s^{\tau}(\omega)$, характеризующей дифракционное отражение фотонов кристаллом:

$$B_s^{\tau}(\omega) = \sum_{\mu} |\xi_{\mu s}^{\tau}(\omega)|^2 = 2 |g_{\tau}^s|^2 \{ [1 - \beta_1] |g_0 + \beta_1 \alpha| + 4\beta_1 |g_{\tau}^s|^2 \}^{-1},$$

$\alpha = \frac{2k\tau + \tau^2}{\omega^2}$, $\beta_1 = \frac{k_z + \tau_z}{k_z}$, g_0 и g_τ^s — коэффициенты в разложении диэлектрической проницаемости кристалла по векторам обратной решетки.

Из (9) видно также, что в осевом случае, в отличие от плоскостного каналирования, для связанных состояний, обладающих осевой симметрией, спектральное распределение фотонов факторизуется, т. е. представляется в виде произведения спектрального распределения фотонов от каналированной частицы в отсутствии дифракции на дифракционную функцию $B_s^\tau(\omega)$. Указанная функция имеет острый характер: достигает максимума, равного 1/2, на интервале $\alpha \leq |g_0|$ и быстро стремится к нулю при отклонении от этого условия.

Для оценки интегрального числа фотонов N_s^τ , излучаемых в дифракционный пик, воспользуемся остротой дифракционной функции $B_s^\tau(\omega)$. В результате интегральное число фотонов в дифракционный пик под большим углом относительно направления движения частицы записывается в следующем виде.

Для плоскостного каналирования:

$$N_s^\tau = \frac{\pi e^2 L \sqrt{\beta_1} |g_\tau^s(\omega_B)| \omega_B^2}{4 |\tau_z|} \sum_{nf} Q_{nn} |x_{nf}|^2 \Omega_{nf}^2 \left[1 - 2 \frac{\omega_B}{\omega_{nf}} + 4 P_s^\tau \left(\frac{\omega_B}{\omega_{nf}} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Для осевого каналирования:

$$N_s^\tau = \frac{\pi e^2 L \sqrt{\beta_1} |g_\tau^s(\omega_B)| \omega_B^2}{8 |\tau_z|} \sum_{nf} Q_{nn} |\rho_{nf}|^2 \Omega_{nf}^2 \left[1 - 2 \frac{\omega_B}{\omega_{nf}} + 2 \left(\frac{\omega_B}{\omega_{nf}} \right)^2 \right], \quad (11)$$

где дифракционная частота ω_B определяется из условия $\alpha = 0$, $\omega \simeq \omega_B = \frac{\tau^2}{2 |\tau_z|}$, $\cos \Theta \simeq \cos 2\Theta_B = 1 - \frac{2 |\tau_z|^2}{\tau^2}$.

Используя (10), (11), получаем, что позитроны с энергией 50 МэВ, каналированные в алмазе вдоль оси $\langle 100 \rangle$, излучают в дифракционный пик (τ (1, 1, 3)) 10^{-6} фотонов на частицу, $L = 10^{-2}$ см, $Q = 1$.

В заключение необходимо отметить, что интенсивность дифракционного излучения каналированных частиц сравнима с интенсивностью параметрического рентгеновского излучения [5]. Однако параметрическое излучение имеет пороговый характер, в то время как дифракционное излучение, рассмотренное выше, наблюдается, если максимальная частота излучения, образованного каналированными частицами $\omega_{nf} = 2\gamma^2 \Omega_{nf}$, лежит в рентгеновском диапазоне спектра. В результате для частиц, движущихся в кристалле с энергией ниже порога возникновения параметрического излучения, наблюдение излучения под большим углом к направлению движения частицы возможно только для каналированных частиц.

Список литературы

1. Барышевский В. Г., Дубовская И. Я. // Докл. АН СССР. 1976. Т. 231. С. 1133.
2. Baryshevskii V. G., Grubich A. O., Dubovskaya I. Ya. // Phys. Stat. Solid. (b). 1978. V. 88. P. 351.
3. Baryshevskii V. G., Dubovskaya I. Ya., Grubich A. O. // Ibid. 1980. V. 99. P. 205.
4. Baryshevskii V. G., Dubovskaya I. Ya. // Journ. Phys. C: Solid. Stat. Phys. 1983. V. 16. P. 3663.
5. Адищев Ю. Н., Барышевский В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 7. С. 295.

Поступила в редакцию 05.09.86.