

01;02;05

©1993 г.

## АНОМАЛЬНОЕ СВОЙСТВО ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

*В.П.Ланко, Н.Н.Насонов, В.И.Трутенъ*

Теоретически исследуются поляризационные и спектрально-угловые свойства  $\gamma$ -излучения потока релятивистских электронов, движущихся в кристалле в режиме некогерентных столкновений с атомными цепочками кристалла. Показано, что направление линейной поляризации излучения изменяется в зависимости от энергии излучаемого фотона. Обсуждаются причины возникновения этого эффекта. Приводятся результаты численных расчетов, показывающие возможность создания интенсивного источника поляризованных  $\gamma$ -квантов на основе когерентного излучения релятивистских электронов в процессе малоуглового на цепочках атомов кристалла.

1. Когерентное тормозное излучение (КТИ) релятивистских электронов в кристалле является одним из наиболее эффективных методов генерации линейно поляризованных гамма-квантов высокой энергии, широко используемых в физике фотоядерных реакций и элементарных частиц [1,2]. Известно [3], что формулы КТИ неприменимы в области достаточно малых значений угла ориентации импульса электрона относительно кристаллографической оси  $\Psi$ , сравнимых с величиной критического угла каналирования  $\Psi_c$  (указанное обстоятельство обусловлено сильным азимутальным рассеянием излучающего электрона в усредненном потенциале атомной цепочки, разрушающим корреляции между последовательными столкновениями электрона с цепочками). Между тем спектральная плотность КТИ растет с уменьшением  $\Psi$  [1], поэтому анализ механизма возникновения поляризации излучения релятивистских электронов, движущихся в кристалле в режиме некогерентных столкновений с атомными цепочками, представляет большой практический интерес.

Ранее было показано экспериментально [4] и теоретически [5] наличие значительной линейной поляризации неколлимированного гамма-излучения, возникающего в процессе рассеяния потока релятивистских электронов на изолированной цепочке атомов. В настоящей работе проводится детальное исследование поляризационной матрицы коллимированного излучения. Показывается, что степень линейной поляризации коллимированного излучения может быть выше, чем у неколлимированного.

Предсказывается новый эффект — знакопеременная зависимость степени поляризации от энергии излучаемых гамма-квантов. Эффект может быть обусловлен несколькими причинами, которые анализируются в работе. Например, в условиях применимости приближения прямолинейного пролета электрона через отдельную атомную цепочку и дипольного приближения теории излучения эффект проявляется только при учете тепловых колебаний атомов кристалла и может быть использован для исследования внутрикристаллического потенциала по излучению релятивистских частиц.

2. В обсуждаемых условиях некоррелированных столкновений электронов пучка с различными атомными цепочками спектрально-угловые и поляризационные характеристики гамма-излучения, генерируемого электроном в кристалле на единице длины, описываются формулой [3]

$$\frac{dI_{jk}}{d\omega d\Omega} = n_0 d\Psi \int db \frac{dI_{jk}}{d\omega d\Omega}, \quad (1)$$

где  $n_0$  — плотность атомов кристалла,  $d$  — расстояние между атомами в цепочке,  $(dE_{jk})/(d\omega d\Omega)$  — поляризационная матрица излучения электрона на отдельной цепочке атомов, интегрирование в (1) проводится по всем возможным значениям прицельного параметра столкновения электрона с цепочкой  $b$ .

Для определения величины  $(dE_{jk})/(d\omega d\Omega)$  будем исходить из общей квазиклассической формулы [6], описывающей излучение релятивистского электрона во внешнем поле,

$$\frac{dE_{jk}}{d\omega d\Omega} = \frac{\epsilon^2 \omega^2}{4\pi^2} \int dt_1 dt_2 G_{jk} \exp [i\omega'(t_1 - t_2) - i\omega' \mathbf{n}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)],$$

$$G_{jk} = (1 + u/2)^2 v_{1j} v_{2k} - (u/2)^2 v_{1k} v_{2j} + (u/2)^2 (\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2 - v^2) \delta_{jk}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}_{1,2} = \mathbf{r}(t_{1,2})$  — траектория частицы,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении излучения,  $\epsilon'\omega' = \epsilon\omega$ ,  $\epsilon' = \epsilon - \omega$ ,  $\epsilon$  — энергия частицы,  $u = \omega/\epsilon'$ , траектория  $\mathbf{r}(t)$  фиксируется углом падения электрона на цепочку атомов  $\Psi$  и прицельным параметром  $b$ .

Заметим, что для возникновения существенной линейной поляризации  $\gamma$ -квантов, излучаемых в процессе рассеяния релятивистского электрона на атомной цепочке, ускорение электрона в потенциале цепочки должно иметь преимущественное направление. В области углов ориентации  $\Psi \leq \Psi_c$  траектория электрона в плоскости, ортогональной оси цепочки, сильно искривляется, закручиваясь вокруг оси цепочки. В этих условиях нельзя ожидать существенной линейной поляризации излучения, поскольку распределение ускорения электрона в поперечной плоскости оказывается близким к изотропному.

Будем интересоваться характеристиками излучения в области углов ориентации  $\Psi$ , удовлетворяющих условию  $\Psi^2 \gg \Psi_c^2$ , когда траектория электрона в процессе рассеяния на отдельной атомной цепочке близка к прямолинейной. При этом следует иметь в виду, что для реализации режима некоррелированных столкновений электрона с атомными цепочками величина  $\Psi$  не должна существенно превышать  $\Psi_c$ . Согласно результатам компьютерного моделирования процесса динамической стохастизации движения релятивистского электрона в кристалле в плоскости,

ортогональной кристаллографической оси [7], хаотизация значительной части фазового пространства поперечного движения электрона в строго периодическом потенциале кристалла происходит в пределах углов ориентации  $\Psi \leq 3\Psi_c$ . В настоящей работе будем предполагать, что угол изменяется в пределах  $1.5\Psi_c < \Psi \leq 3\Psi_c$ .

Возвращаясь к формуле (2), проведем интегрирование по  $dt_{1,2}$  в дипольном приближении теории излучения, что предполагает малость угла рассеяния электрона отдельной атомной цепочкой  $\theta_p \sim \sim \Psi \left( \sqrt{1 + \Psi_c^2/\Psi^2} - 1 \right)$  по сравнению с характерным углом излучения релятивистской частицы  $m/\varepsilon$ . Нетрудно убедиться, что условие дипольности излучения выполняется в рассматриваемых условиях для электронов с энергией порядка единиц Гэв и менее. В результате простых вычислений из (1) и (2) получаем следующее выражение для поляризационной матрицы излучения:

$$\frac{dI_{jk}}{d\omega d\Omega} = \frac{2\pi n_0 d e^4 \varepsilon'^2}{\varepsilon^4 (1 - \mathbf{nv})^2} \int d^2 g_{\perp} |\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}|^2 W_{jk} \delta[\omega'(1 - \mathbf{nv}) + \mathbf{g}_{\perp} \mathbf{v}_{\perp}],$$

$$W_{jk} = \frac{\xi}{\varepsilon'} a_j a_k + \frac{\omega^2}{4\varepsilon'^2} g_{\perp}^2 \delta_{jk},$$

$$\mathbf{a} = \mathbf{g}_{\perp} - \mathbf{v}(\mathbf{g}_{\perp} \mathbf{v}_{\perp}) + \mathbf{v}b, \quad b = \frac{\mathbf{ng}_{\perp} - (\mathbf{nv})(\mathbf{g}_{\perp} \mathbf{v}_{\perp})}{1 - \mathbf{nv}}, \quad (3)$$

где  $\varphi_{\mathbf{g}}$  — фурье-образ двумерного усредненного вдоль оси потенциала атомной цепочки; индексом  $\perp$  обозначены составляющие векторных величин, перпендикулярные оси цепочки.

Воспользуемся результатом (3) для анализа спектральных и поляризационных характеристик гамма-квантов, попадающих в круглый коллиматор с угловым раствором  $\theta_0$ , расположенный вдоль оси электронного пучка. Пусть кристаллографическая ось направлена вдоль оси  $\mathbf{e}_z$ , а вектор скорости электронов  $\mathbf{v}$  лежит в плоскости  $xz$ . Выбирая векторы поляризации излучения в виде  $\mathbf{e}_1 \sim [\mathbf{ne}_x]$  и  $\mathbf{e}_2 \sim [\mathbf{n}[\mathbf{ne}_x]]$ , вычислим спектральное распределение интенсивности коллимированного излучения  $dI/d\omega$  и поляризационные коэффициенты Стокса  $\xi_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) [6].

Формула для  $dI/d\omega$ , следующая из (3), в результате очевидных преобразований имеет вид

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{8\pi^2 n_0 d e^4 \varepsilon'}{m^2 \Psi \varepsilon} \phi,$$

$$\phi = \int_0^{\sigma} \frac{dx}{(1+x)^2} \left[ \frac{1+x^2}{(1+x)^2} + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} \right] \int_{-\infty}^{\infty} dg_y (g_x^2 + g_y^2) |\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}|^2, \quad (4)$$

где  $\sigma = \varepsilon^2 \theta_0^2 / m^2$ ,

$$g_x = \frac{m^2 \omega'}{2\varepsilon^2 \Psi} (1+x),$$

легко видеть, что величина  $l_{\text{coh}} = (\Psi g_x)^{-1}$  является длиной формирования гамма-кванта с энергией  $\omega$  [3].

Расчет коэффициентов Стокса приводит в рассматриваемых условиях к следующему результату:

$$\xi_1 = \xi_2 = 0, \quad \xi_3 = F/\phi,$$

$$F = \int_0^{\sigma} \frac{dx}{(1+x)^4} \int_{-\infty}^{\infty} dg_y (g_y^2 - g_x^2) |\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}|^2. \quad (5)$$

Согласно (5), исследуемое излучение является линейно поляризованным, причем в случае  $F > 0$  излучение поляризовано перпендикулярно плоскости падения, образованной векторами  $\mathbf{e}_z$  и  $\mathbf{v}$ .

Для дальнейшего анализа необходимо конкретизировать зависимость  $\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}$ . Выразим прежде всего величину  $\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}$  через фурье-образ атомного потенциала  $\varphi_{\mathbf{g}}^A$  в соответствии в формулой

$$\varphi_{\mathbf{g}_{\perp}} = \frac{2\pi}{d} \varphi_{\mathbf{g}_{\perp}}^A \exp(1 - 1/2 g_{\perp}^2 u_T^2), \quad (6)$$

где  $u_T$  — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла.

В качестве атомного потенциала  $\varphi^A(r)$  в настоящей работе будем использовать широко распространенную аппроксимацию Мольера

$$\varphi^A(r) = \frac{Ze}{r} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(-\beta_i r/R),$$

$\alpha_1 = 0.1$ ,  $\alpha_2 = 0.55$ ,  $\alpha_3 = 0.35$ ,  $\beta_1 = 6$ ,  $\beta_2 = 1.2$ ,  $\beta_3 = 0.3$ ,  $Ze$  — заряд ядра атома,  $R$  — радиус электронной экранировки.

3. Рассмотрим вначале спектральные и поляризационные свойства

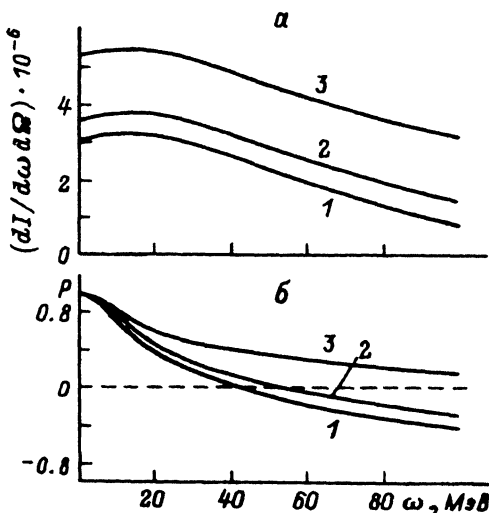


Рис. 1.

излучения в пределе сильной коллимации  $\sigma \ll 1$ . На рис. 1,а приведены результаты расчета по формуле (4) величины

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} - \lim_{\sigma \rightarrow 0} \left( \frac{1}{\sigma} \frac{dI}{d\omega} \right).$$

Расчет проведен для потока электронов с энергией  $\epsilon = 1$  Гэв, движущихся в кристалле кремния под углом  $\Psi = 2\Psi_c$  ( $\Psi_c = 4.1 \cdot 10^4$ ) к кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ . Кривая 1 описывает спектрально-угловое распределение излучения релятивистских электронов на атомной цепочке при комнатной температуре, кривая 2 соответствует температуре  $T = 0$  (от температуры зависит величина среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний атомов), а кривая 3 соответствует температуре  $T = 0$ , но без учета тепловых колебаний атома. Кривые на рисунке демонстрируют важность учета тепловых колебаний атомов кристалла при описании когерентного излучения релятивистских электронов на атомной цепочке и иллюстрируют хорошо известный факт уменьшения эффективности когерентного излучения с ростом энергии излучаемого фотона [1,3]. Этот эффект обусловлен уменьшением с ростом  $\omega$  числа атомов цепочки, расположенных в пределах длины формирования фотона  $l_{\text{coh}} \sim 1/\omega$  и вносящих поэтому когерентный вклад в излучение.

Кривые на рис. 1,б иллюстрируют зависимость от  $\omega$  степени поляризации излучения  $P$ , которая в рассматриваемом случае совпадает с коэффициентом Стокса  $\xi_3$ . Функции  $P_j(\omega)$  рассчитаны для тех условий, что и соответствующие зависимости  $(dI_j)/(d\omega d\Omega)$  на рис. 1,а. Рассмотрим прежде всего зависимость степени поляризации от энергии фотона  $\omega$  в случае рассеяния электронного потока в усредненном вдоль оси потенциале атомной цепочки без учета тепловых колебаний атомов (кривая 3 на рис. 1,б). Механизм возникновения линейной поляризации излучения в рассматриваемых условиях прямолинейного пролета электрона через цепочку атомов раскрывается поведением функции  $P_3(\omega)$ . Направление и величина поляризации определяются средним ускорением излучающей частицы на длине формирования фотона  $l_{\text{coh}}$ . В области малых частот  $\omega$ , в которой величина  $l_{\text{coh}} = (2\epsilon\epsilon')/(m^2\omega)$  (для фотонов, распространяющихся вдоль скорости электрона) превышает размер области взаимодействия электрона с атомной цепочкой  $R/\Psi$ , происходит эффективное усреднение знакопеременной составляющей ускорения электрона, параллельной плоскости падения  $xz$ . Поэтому в указанной области частот поляризационные свойства излучения определяются знакопостоянной на траектории составляющей ускорения электрона, перпендикулярной плоскости падения, в полном соответствии с кривыми на рис. 1,б. При  $l_{\text{coh}} \ll R/\Psi$  средние на длине формирования  $l_{\text{coh}}$  значения параллельной и перпендикулярной составляющих ускорения электрона в потенциале цепочки сравниваются по величине, что и является причиной следующего из рис. 1,б уменьшения степени линейной поляризации излучения с ростом  $\omega$ .

Кривые 1 и 2 на рис. 1,б демонстрируют качественно новый эффект — изменение направления линейной поляризации когерентного излучения релятивистских электронов на атомной цепочке (излучение в области малых  $\omega$  поляризовано перпендикулярно, а в области больших  $\omega$  параллельно плоскости падения  $xz$ ). Обсуждаемый эффект, проявляющийся

только при учете тепловых колебаний атомов кристалла, не имеет места в традиционном КТИ и объясняется совместным действием двух причин. С ростом энергии излучаемого фотона возрастает относительный вклад малых прицельных параметров столкновения электрона с атомной цепочкой. Тепловые колебания атомов задуляют градиент усредненного потенциала атомной цепочки  $\rho \leq u_T$  в соответствии с формулой (6). Легко убедиться, что в рассматриваемых условиях прямолинейного пролета электрона через атомную цепочку преобладающий в области прицельных параметров  $b \leq u_T$  становится определяющим,  $\gamma$ -излучение потока электронов на атомной цепочке оказывается поляризованным в плоскости падения.

Обратим внимание на существенную зависимость значения  $\omega$ , при котором происходит смена направления поляризации излучения, от температуры кристалла. Согласно кривым на рис. 1,б, изменение температуры кристалла от 0 до комнатной приводит к изменению обсуждаемого значения  $\omega$  на 30%. Указанное обстоятельство может быть использовано для исследования внутрикристаллического потенциала.

4. В связи с выявленной существенной зависимостью поляризационных характеристик когерентного излучения от температуры кристалла необходимо сделать ряд замечаний. Учет тепловых колебаний атомов кристалла проведен выше в рамках модели независимых колебаний различных атомов. Возможен более точный расчет, учитывающий пространственные коррелиции тепловых смещений атомов (см., например, [8], где исследовалось влияние отмеченных корреляций на ширины уровней поперечной энергии электронов в осевом канале). Корреляции тепловых смещений атомов на длине формирования фотона когерентного излучения уменьшают степень теплового "размазывания" усредненного потенциала цепочки атомов и могут оказаться существенными прежде всего для жестких фотонов, у которых мала длина формирования  $l_{\text{coh}}$  (однако при этом оказывается малой и степень линейной поляризации, согласно рис. 1,б).

Более значительное влияние на степень линейной поляризации излучения релятивистского электрона в потенциале атомной цепочки может оказать некогерентное рассеяние электрона на тепловых флуктуациях потенциала цепочки атомов. При учете некогерентного рассеяния в формуле для поляризационной матрицы излучения (3) возникает дополнительное слагаемое, отвечающее вкладу некогерентного излучения. Подробное изложение результатов исследования обсуждаемого вопроса выходит за рамки настоящей работы. Приведем без вывода относительно простое выражение для степени линейной поляризации сильно коллимированного излучения ( $\sigma \ll 1$ ), распространяющегося вдоль скорости электрона  $v$ ,

$$P = \left[ 1 + 2 \frac{R^2}{\Psi^2 l_{\text{coh}}^2} + 2 \frac{d}{\pi} \frac{\Psi}{R} \left( 1 + \frac{R^2}{\Psi^2 l_{\text{coh}}^2} \right)^{3/2} \cdot \ln \left( 183z^{-1/3} u_T / R \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Формула (7) справедлива в области не слишком больших значений энергии излучаемых фотонов  $\omega$ , определяемой неравенством

$$l_{\text{coh}} = \frac{2\epsilon\epsilon'}{m^2\omega} \ll u_T / \Psi.$$

Вкладу некогерентного излучения соответствует слагаемое в правой части (7), пропорциональное логарифмической функции.

Согласно (7), некогерентное рассеяние уменьшает степень линейной поляризации излучения релятивистских электронов, взаимодействующих с атомной цепочкой. Наиболее интересной представляется ориентационная зависимость величины  $P(\Psi)$  при фиксированном значении энергии  $\gamma$ -кванта  $\omega$ . Легко видеть, что при неучете некогерентного рассеяния функция  $P(\Psi)$  монотонно возрастает с увеличением  $\Psi$ . С учетом некогерентного рассеяния зависимость  $P(\Psi)$  становится немонотонной. Согласно (7), степень линейной поляризации уменьшается с ростом  $\Psi$  в области достаточно больших значений  $\Psi$ , в которой сравниваются по порядку величины когерентное и некогерентное излучения электрона.

Остановимся на вопросе о влиянии степени коллимации на поляризационные свойства излучения. Численные расчеты коэффициента  $\xi_3$  по формуле (5) при различных значениях параметра  $\sigma$  показывают, что существенное влияние коллимации сказывается только в области малых значений  $\omega$ , в которой выполнено условие  $l_{\text{coh}} \gg R/\Psi$ . Кривые на рис. 1 показывают, что именно эта область энергий фотонов представляет наибольший интерес с точки зрения эффективной генерации интенсивных линейно поляризованных потоков  $\gamma$ -квантов рассматриваемым методом. Зависимость степени линейной поляризации от  $\sigma$  при условии  $l_{\text{coh}} \gg R/\Psi$  может быть исследована аналитически. Из формул (4) и (5) следует в рассматриваемых условиях простое выражение

$$P = \frac{1 + \sigma + \sigma^2/3}{1 + \sigma + 2\sigma^2/3}, \quad (8)$$

согласно которому величина  $P$  уменьшается по мере роста углового размера коллиматора в пределах  $1 \geq P \geq 1/2$ , причем значение  $P = 1/2$  соответствует результату [5].

5. Область применимости результатов проведенного выше анализа ограничена несколькими условиями, использованными при их получении: дипольности излучения

$$\frac{\varepsilon\Psi}{m} \left( \sqrt{1 + \Psi_c^2/\Psi^2} - 1 \right) < 1$$

и прямолинейности траектории электрона в потенциале отдельной цепочки ( $\Psi^2 > \Psi_c^2$ ). При отказе от каждого из этих условий происходят существенные изменения спектрально-угловых и поляризационных характеристик когерентного  $\gamma$ -излучения релятивистских электронов на атомной цепочке. В настоящем разделе проводится анализ поляризационных свойств излучения потока электронов, движущихся через атомную цепочку по реальным траекториям в условиях возможной недипольности излучения.

В основу анализа положен специально разработанный численно-аналитический подход, позволяющий наиболее трудоемкую операцию — вычисление интеграла Фурье в формуле (2) выполнить аналитически. Это достигается заменой переменных  $\eta = t - nr(t)$ , приводящей интеграл по  $dt$  в (2) к виду, характерному для условий дипольного излучения, и численному решению уравнений движения с последующей ап-

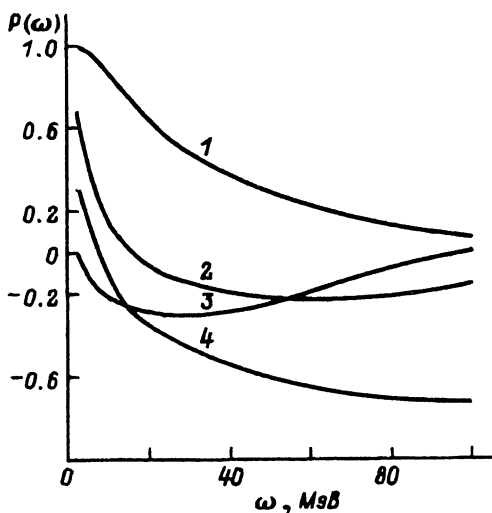


Рис. 2.

проксимацией предэкспоненциальных функций в (2) полиномами на конечных участках интегрирования. Ранее метод был применен для исследования интерференционных явлений в излучении частиц ультравысокой энергии в кристалле [9] и выяснения возможности генерации циркулярно-поляризованного  $\gamma$ -излучения релятивистскими электронами в кристалле [10].

На рис. 2 представлены результаты численного расчета по формуле (2) степени линейной поляризации дипольного излучения (в условиях жесткой коллимации  $\sigma \ll 1$ ) электронов с энергией 1 ГэВ, взаимодействующих с кристаллографической осью  $\langle 111 \rangle$  кристалла кремния при комнатной температуре и различных значениях угла ориентации  $\Psi$ . Кривые 1-3 рассчитаны без учета тепловых колебаний атомов кристалла, причем кривая 1 соответствует углу ориентации  $\Psi = 3\Psi_c$ , когда траектория электронов в усредненном потенциале атомной цепочки близка к прямолинейной, а кривые 2 и 3, рассчитанные соответственно при  $\Psi = \Psi_c$  и  $\Psi = 0.5\Psi_c$ , описывают поляризацию гамма-излучения в условиях сильного искривления траектории излучающего электрона в потенциале цепочки атомов. Приведенные кривые показывают, что причиной изменения направления поляризации излучения может являться искривление траектории электрона, имеющее место в области углов ориентации  $\Psi \leq \Psi_c$ . Для объяснения эффекта заметим, что на искривленной траектории электрона не сохраняется знак составляющей ускорения электрона, перпендикулярной плоскости падения.

Кривая 4 на рис. 2 демонстрирует одновременное влияние искривления траектории ( $\Psi = 0.5\Psi_c$ ) и тепловых колебаний атомов кристалла на поляризацию дипольного когерентного излучения потока релятивистских электронов на цепочке.

Рассмотрим теперь влияние недипольности излучения на поляризационные характеристики фотонов. В случае

$$\frac{\varepsilon}{m} \Psi_c \gg 1$$



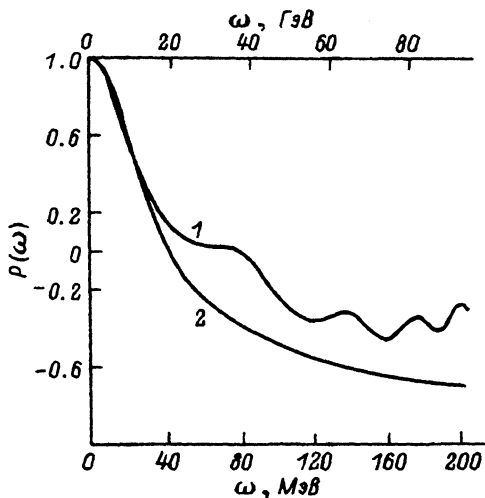


Рис. 3.

излучение в заданном направлении формируется с малого участка траектории заряженной частицы, в пределах которого скорость частицы поворачивается на угол порядка  $m/\epsilon$  вблизи направления излучения. Поскольку направление локального ускорения электрона может существенно изменяться вдоль траектории, то направление поляризации излучения является сложной функцией вектора  $n$ . На рис. 3 представлены результаты расчета линейной поляризации излучения, распространяющегося вдоль начальной скорости потока электронов. Кривая 2 соответствует излучению потока электронов с энергией 1 Гэв, движущихся в кристалле кремния при комнатной температуре под углом  $\Psi = 2\Psi_c$  к оси  $\langle 111 \rangle$ . Сравнение данной кривой с кривой 1 на рис. 1,б показывает, что в условиях дипольности излучения приближение прямолинейного пролета дает при  $\Psi^2 \gg \Psi_c^2$  результаты, близкие к результатам точного расчета.

Кривая 1 на рис. 3 описывает степень линейной поляризации излучения электронов с энергией 150 Гэв, движущихся под углом  $\Psi = 2\Psi_c$  к оси  $\langle 111 \rangle$  в кремнии. В условиях дипольного излучения высокая степень линейной поляризации ( $P \sim 1$ ) существенно недипольного излучения характерна только для низкоэнергетической составляющей излучения. Осцилляции кривой 2 соответствуют интерференционным эффектам в недипольном излучении ультрарелятивистских электронов в ориентированных кристаллах [9].

6. Таким образом, в настоящей работе теоретически показана возможность эффективной генерации линейно поляризованного гамма-излучения релятивистскими электронами, движущимися в кристалле под углом порядка критического угла каналирования к кристаллографической оси. В этих условиях интенсивность когерентного излучения на отдельной атомной цепочке максимальна, а столкновения электрона с различными цепочками статистически независимы.

Эксперименты по генерации поляризованного гамма-излучения предлагаемым методом следует проводить с осторожностью, поскольку степень линейной поляризации является сложной функцией энергии гамма-кванта. В частности, излучение поляризовано в разных направлениях в начале и в конце спектра.

В работе создана математическая модель процесса взаимодействия электронного пучка с кристаллом, позволяющая рассчитать спектрально-угловые и поляризационные характеристики  $\gamma$ -квантов, излучаемых электронами в условиях реального эксперимента.

Авторы благодарны рецензенту за конструктивные замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта 76229 Госкомитета Российской Федерации по делам науки и образования.

### Список литературы

- [1] *Тер-Микаэлян М.Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1969.
- [2] *Потылицин А.П.* Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- [3] *Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф.* // УФН. 1982. Т. 137. Т 4. С. 561-604.
- [4] *Ганенко В.Б., Пегушин Е.В., Санин В.М., Семисалов И.Л.* // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 7. С. 2198-2200.
- [5] *Ганенко В.Б., Жебровский Ю.В., Пегушин Е.В.* и др. ВАНТ. Сер. Общая и ядерная физика. 1986. № 1(34). С. 44-45.
- [6] *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. Новосибирск: Наука, 1989.
- [7] *Ahiezer A.I., Truten V.I., Shulga N.F.* // Phys. Rep. 1991. Vol. 203. P. 289.
- [8] *Михеев С.А., Тулунов А.В.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 2. С. 449-455.
- [9] *Барц Б.И., Лапко В.П., Насонов Н.Н., Шляхов Н.А.* // ДАН УССР. 1991. № 12. С. 34-37.
- [10] *Лапко В.П., Насонов Н.Н., Трутен В.И.* // Тр. I Всесоюз. рабочего совещания "Физика на ВЛЭПП". Протвино, 1991. Т. 2. С. 78-84.

Харьковский  
физико-технический институт

Поступило в Редакцию  
17 июня 1992 г.  
В окончательной редакции  
22 июня 1993 г.