

02; 05; 10

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В ИЗГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А. М. Таратин

Проведен компьютерный анализ спектров излучения релятивистских позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле. Показано, что в спектре можно выделить две области: низкоэнергетическую (квазисинхротронную) и высокоэнергетическую, или излучения при каналировании (квазиондуляторную). При небольшом изгибе кристалла спектр излучения является преимущественно квазиондуляторным, однако в отличие от прямого кристалла для каждой гармоники появляются субгармоники на меньших частотах. При сильном изгибе кристалла в спектре излучения каналируемых позитронов проявляется дополнительный максимум в области низких частот, обусловленный квазисинхронным излучением частицы при движении вдоль изогнутого канала.

Выявлены изменения, происходящие в квазисинхротронном спектре излучения частицы, движущейся вдоль дуги окружности с появлением радиальных осцилляций частицы около равновесной орбиты.

При каналировании релятивистских электронов и позитронов в кристалле возникает излучение, обладающее высокой спектральной плотностью и направленностью [1]. В [2] экспериментально установлено, что при изгибе кристалла каналируемая фракция частиц следует изогнутым каналам решетки и отклоняется кристаллом. Дополнительное искривление траекторий каналируемых частиц, вызванное изгибом кристалла, приводит к изменениям в спектрах излучения.

Впервые вопрос об излучении каналируемых частиц (ИКЧ) в изогнутом кристалле поднимался в [3]. В [4] сформулировано условие, при котором ИКЧ в изогнутом кристалле является квазиондуляторным $l_k \gg \lambda$, где λ — пространственный период осцилляций частицы в канале, $l_k = R\gamma^{-1}$ — длина формирования излучения (на частотах, соответствующих максимуму в спектре) при движении по круговой траектории, R — радиус изгиба кристалла, γ — лоренц-фактор частицы. В противном случае при $l_k \ll \lambda$ излучение является квазисинхротронным.

Излучение ультрарелятивистских электронов и позитронов, совершающих периодическое движение по круговой траектории, — синхротронное излучение хорошо изучено и используется для научных и прикладных целей [5]. Синхротронное излучение имеет квазинепрерывный спектр и в основном происходит в области частот $0-5\omega_c$, где $\omega_c = 3/2\Omega_0\gamma^3$ — характеристическая частота, $\Omega_0 = v/R$ — круговая частота обращения частицы. Излучение релятивистских электронов при движении по дуге окружности, когда частицы вначале движутся прямолинейно с постоянной скоростью $v=c\beta$, затем под влиянием внешней силы описывают дугу окружности радиуса R и углового размера 2α и затем снова продолжают движение по прямой линии, было рассмотрено в работе [6]. На рис. 1, а представлены спектры излучения в направлении «вперед» (по касательной к средней точке траектории), рассчитанные согласно [4], для частицы с $\gamma=10^4$ при различной длине дуги, описываемой частицей $L=2\alpha R$, $R=10.8$ см. При длине дуги $L \ll l_k$ максимум в спектре находится при $\omega=0$ (спектр излуче-

ния в «коротком магните»). С ростом длины дуги энергия, излучаемая в области мягких частот, вначале увеличивается, затем начинает уменьшаться. В результате формируется максимум в спектре при $\omega \simeq \omega_c$. Формирование спектра излучения завершается при длине дуги, превышающей более чем на порядок длину когерентности l_k .

Излучение частиц при плоскостном каналировании в прямом кристалле по своим характеристикам сходно с излучением в ондуляторах, однако здесь период поперечных колебаний частицы определяется плоскостным потенциалом кристалла и зависит от энергии частицы [1]. Для положительно заряженных частиц плоскостной потенциал в первом приближении может быть аппроксимирован параболой $U(x) = U_0(x/l)^2$, где l — полуширина канала; U_0 — потенциальный барьер, разделяющий каналы. Поперечные колебания при этом являются гармоническими с периодом, не зависящим от амплитуды x_m колебаний частицы в канале $x(t) = x_m \sin \omega_0 t$, где $\omega_0 = c/l(2U_0/E)^{1/2}$ — частота колебаний частицы в канале, E — полная энергия частицы.

Для каналируемых частиц в спектре излучения в направлении вперед под углом $\theta = 0$ к оси канала присутствуют только нечетные гармоники на частотах

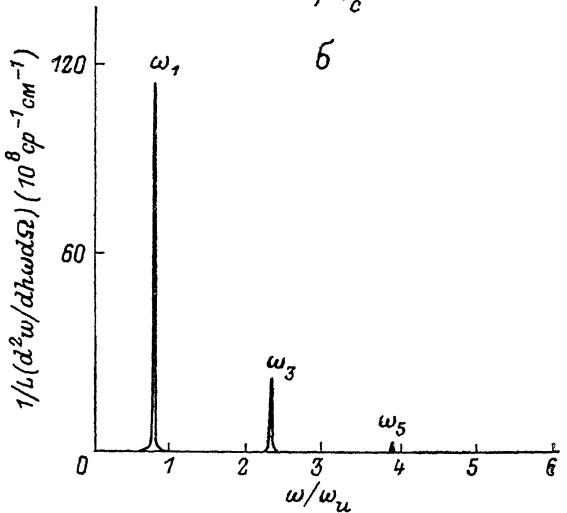
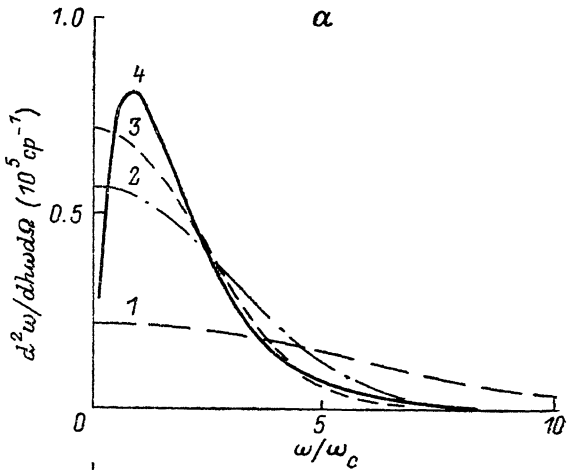


Рис. 1.

а — спектральное распределение энергии излучения в направлении «вперед» позитрона с $\gamma = 10^4$, описывающего дугу и затем продолжающего движение по прямой линии. Длина дуги L : 1 — λ , 2 — 2λ , 3 — 4λ , 4 — 24λ . б — спектр интенсивности излучения в направлении «вперед» позитрона при каналировании в кристалле кремния толщиной $L = 32\lambda$, амплитуда осцилляций частицы в канале $x_m = 0.8l$; $\lambda = 6.4$ мкм — период осцилляций частицы в (110) канале кремния.

$$\omega_k(\theta = 0) = k \frac{\omega_0}{1 - \beta} \simeq k \frac{\omega_u}{1 + 0.5\gamma^2\beta_m^2}, \quad (1)$$

где $\beta = \beta(1 - \beta_m^2/4\beta^2)$ — средняя продольная скорость частицы (изменения продольной скорости связаны с поперечными колебаниями частицы в поле канала), $\beta_m = (2E_x/E)^{1/2}$, E_x — поперечная энергия частицы, $\omega_u = 2\gamma^2\omega_0$. Зависимость средней продольной скорости от амплитуды колебаний частицы в канале x_m приводит к зависимости от x_m и частот излучения ω_k . Ширина отдельных гармоник излучения зависит от длины кристалла $\Delta\omega/\omega_k = 1/Nk$, где N — число осцилляций частицы в канале, укладывающихся на длине кристалла. На рис. 1, б показан спектр интенсивности излучения в направлении вперед позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании вдоль плоскости (110) в кристалле кремниевой около 200 мкм.

При плоскостном каналировании в равномерно изогнутом кристалле частица, двигаясь вдоль равновесной орбиты, представляющей собой окружность, совершает еще и радиальные колебания в поле канала. В данной работе прове-

ден компьютерный анализ спектров излучения релятивистских позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле кремния. Поскольку в данном случае излучение каналируемых частиц происходит как за счет осцилляций частицы в поле канала, так и за счет искривления траектории, связанного с изгибом каналов, используются соответственно термины квазиондуляторное и квазисинхротронное излучения. Выявлены изменения, происходящие в квазисинхротронной и квазиондуляторной областях спектра.

Общее выражение для спектрально-углового распределения энергии излучения частицы в волновой зоне имеет вид [7, 8]

$$\frac{d^2W}{d\hbar\omega d\Omega} = \frac{\alpha}{4\pi^2} |A_\omega|^2,$$

$$A_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[n[(n-\beta)\dot{\beta}]]}{(1-n\beta)^2} \exp\left\{i\omega\left(t - \frac{n\mathbf{r}}{c}\right)\right\} dt. \quad (2)$$

Здесь A_ω — вектор, пропорциональный фурье-компоненте напряженности электрического поля частицы в точке наблюдения, \mathbf{n} — единичный вектор в направлении излучения, α — постоянная тонкой структуры, \mathbf{r} — радиус-вектор частицы.

В нашем случае для частицы, каналируемой в равномерно изогнутом с радиусом R кристалле (рис. 2), уравнение траектории с учетом изменения продольной (азимутальной) скорости частицы можно представить в виде

$$\mathbf{r}(t) = \{r_p(t) \cos \varphi_p(t), r_p(t) \sin \varphi_p(t), 0\},$$

$$r_p(t) = R + x_m \sin \omega_0 t,$$

$$\varphi_p(t) = \frac{S(t)}{R} = \frac{v}{R} \left[\frac{\beta}{\beta} t - \frac{\beta_m^2}{8\beta^2} \frac{1}{\omega_0} \sin 2\omega_0 t \right], \quad (3)$$

где $S(t)$ — путь, проходимый частицей вдоль канала.

Для направлений, лежащих в орбитальной плоскости, имеем

$$A_\omega = \int_{-\Delta t}^{\Delta t} \frac{(\cos \varphi - \beta_x) \dot{\beta}_y - (\sin \varphi - \beta_y) \dot{\beta}_x}{(1 - \cos \varphi \beta_x - \sin \varphi \beta_y)^2} \times \\ \times \exp\left\{i\omega\left[t - \cos \varphi \frac{r_p \cos \varphi_p}{c} - \sin \varphi \frac{r_p \sin \varphi_p}{c}\right]\right\} dt, \quad (4)$$

где проекции скорости и ускорения частиц $\beta_x, \dot{\beta}_x, \beta_y, \dot{\beta}_y$ определяются из (3), $\Delta t = L/2c$, L — длина кристалла.

Производя замену $s = \omega_0 t$, для направления «вперед» ($\varphi = \pi/2$) имеем

$$A_\omega = \frac{1}{\omega_0} \int_{-\Delta s}^{\Delta s} \frac{(\beta_y - 1) \dot{\beta}_x - \beta_x \dot{\beta}_y}{(1 - \beta_y)^2} \exp\left\{i \frac{\omega}{\omega_0} \left[s - \omega_0 \frac{r_p(s)}{c} \sin \varphi_p(s) \right]\right\} ds. \quad (5)$$

Здесь $\Delta s = \omega_0 \Delta t$.

На рис. 3, 4 представлены рассчитанные согласно (2), (3), (5) спектры излучения в направлении «вперед» для позитрона с $\gamma = 10^4$ при каналировании вдоль плоскости (110) в изогнутом кристалле кремния с амплитудами осцилляций в канале $x_m = 0.4$ и $0.8l$ соответственно (температура кристалла 300 К, $U_0 = 22.7$ эВ). Спектры изменяются с изменением радиуса изгиба кристалла R (рис. 3, 4, а—г). При небольшом изгибе (рис. 3, 4, а, б) наблюдаемые в спектрах максимумы легко идентифицировать с гармониками излучения в прямом кри-

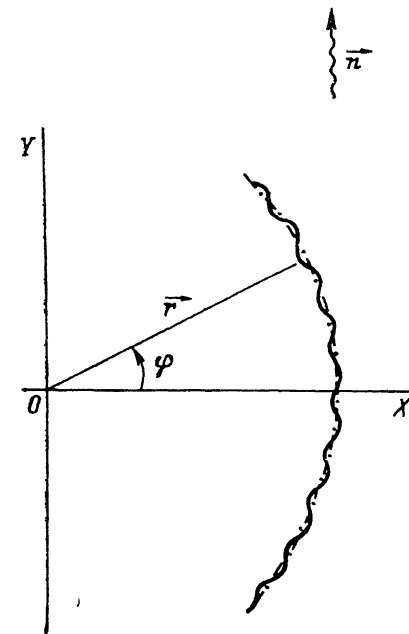


Рис. 2. Траектория позитрона при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле.

\mathbf{n} — единичный вектор в направлении «вперед».

стателе (отмечены стрелками). Однако в спектрах проявляются также четные гармоники в отличие от прямого кристалла. Кроме того, отдельные гармоники расщепляются, появляются субгармоники на частотах, меньших частот гармоник для прямого кристалла, в переднем направлении $\omega_k(0)$. Эти субгармоники можно, по-видимому, рассматривать как соответствующие гармоники излучения с участков траектории, удаленных от середины кристалла и расположенных под некоторым углом к направлению излучения. Четные гармоники проявляются в основном через излучение с нецентральных участков, так как центральный участок траектории не дает вклада в излучение на четных гармониках в рассматриваемом направлении. С увеличением амплитуды колебаний частицы

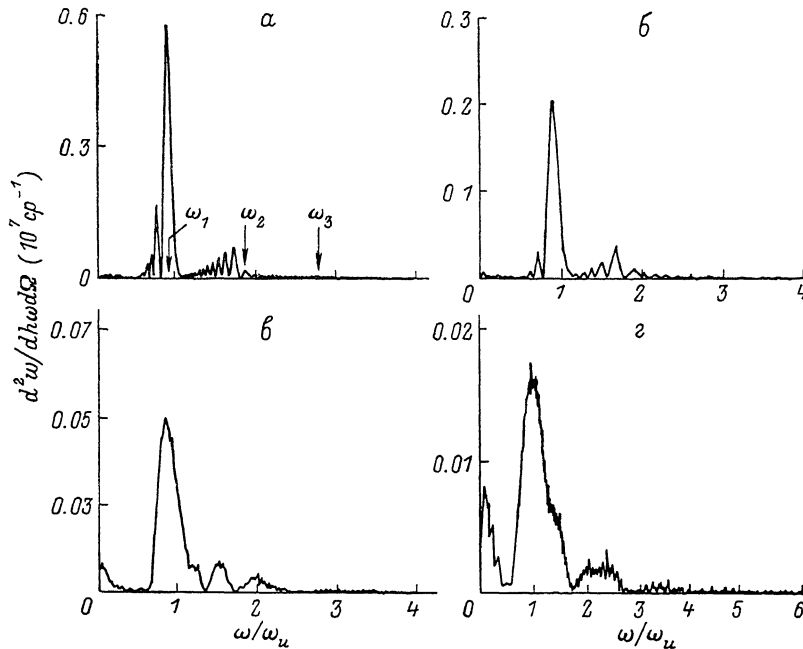


Рис. 3. Спектральное распределение энергии излучения в направлении «вперед» позитрона с $\gamma=10^4$, проходящего в режиме каналирования вдоль плоскости (110) в изогнутом с радиусом R кристалле кремния длиной $L=128\lambda$.

R , см: а — 76,38, б — 38,19, в — 15,28, г — 7,638; ω_u/ω_c : а — 100, б — 50, в — 20, г — 10; l_k/λ : а — ≈ 11 , б — ≈ 5 , в — ≈ 2 , г — ≈ 1 . $\omega_1, \omega_2, \dots$ — частоты гармоник излучения.

в канале энергия, потерянная на излучение частицей, увеличивается и перераспределяется по гармоникам — в спектре проявляется излучение на более высоких гармониках (рис. 4, а).

С увеличением изгиба кристалла энергия излучения частицы в направлении «вперед» на частотах, соответствующих гармоникам квазиондуляторного излучения, уменьшается из-за увеличения угла поворота частицы при прохождении через кристалл (при неизменной интенсивности квазиондуляторного излучения). Ширина отдельных гармоник увеличивается, так как уменьшается число осцилляций частицы в канале, укладывающихся на длине когерентности. При сильном изгибе кристалла становится трудно идентифицировать наблюдаемые максимумы в спектре с отдельными гармониками в прямом кристалле (рис. 3, 4, в, г). В спектрах проявляется дополнительный максимум при низких частотах, обусловленный квазисинхротронным излучением частицы, движущейся вдоль дуги изогнутого канала (его интенсивность увеличивается при изгибе как R^{-2}). Спектральный состав квазисинхротронного излучения с увеличением изгиба кристалла становится более жестким, его частоты приближаются к частотам квазиондуляторного излучения. На рис. 5 представлены отдельные участки спектра частицы при каналировании в изогнутом плоскостном канале, обусловленные квазисинхротронным излучением при разном изгибе кристалла $x_m = 0.4l$. При небольшом изгибе кристалла радиальные колебания частицы в поле канала около равновесной траектории приводят к появлению осцилляций

интенсивности излучения на хвосте квазисинхротронного спектра частицы. С увеличением изгиба кристалла эти осцилляции охватывают весь спектр, их период увеличивается, что связано с уменьшением числа колебаний частицы

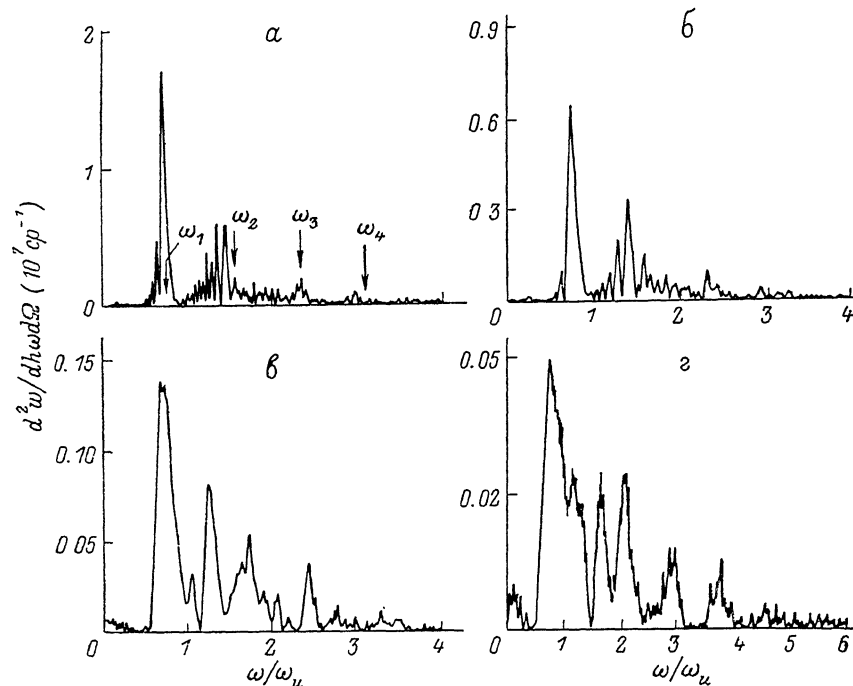


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для позитрона с амплитудой осцилляций в канале $x_m=0.8l$.

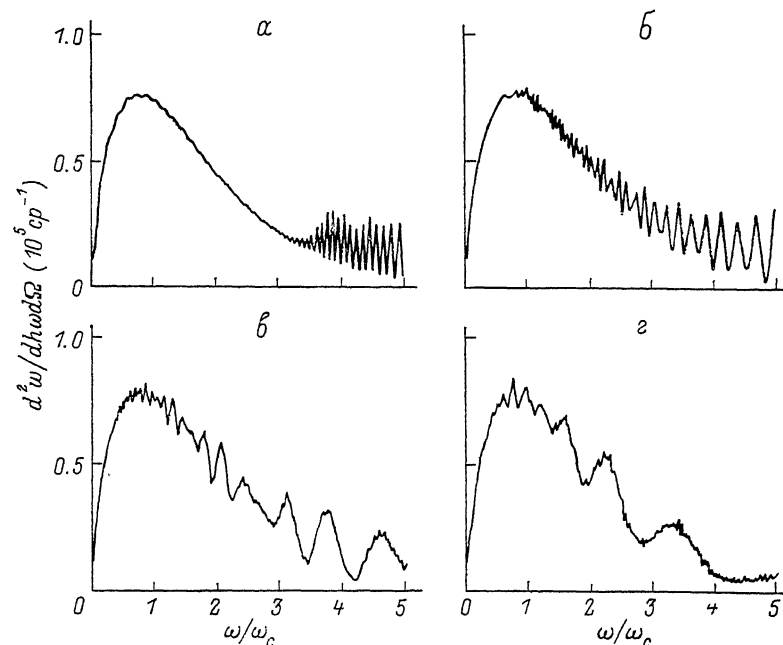


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для «синхронной» области спектра излучения позитрона в изогнутом кристалле в интервале частот $0-5 \omega_c$.

в канале, укладывающихся на эффективной длине формирования спектра квазисинхротронного излучения.

Проведенный компьютерный анализ спектров излучения в направлении «вперед» позитронов при плоскостном каналировании в изогнутом кристалле показал следующее.

1. При небольшом изгибе кристалла $R \gg \lambda\gamma$ спектр излучения является квазиоднодуплетным, максимумы в спектре соответствуют гармоникам излучения в прямом кристалле. Однако в спектрах проявляются также четные гармоники и для каждой гармоники появляются субгармоники на меньших частотах. Кроме того, ширина гармоник увеличивается, так как длина формирования излучения уменьшается. Так же как и в прямом кристалле, основная интенсивность излучения сосредоточена на первой гармонике и ее положение не изменяется с изгибом кристалла.

2. При сильном изгибе кристалла $R \approx \lambda\gamma$ становится трудно идентифицировать максимумы в спектре с гармониками излучения в прямом кристалле (за исключением максимума в положении первой гармоники). В спектрах проявляется дополнительный максимум в области низких частот, обусловленный квазисинхротронным излучением частицы при движении вдоль дуги изогнутого канала.

3. Квазисинхротронный спектр излучения частицы, движущейся вдоль дуги окружности, с появлением радиальных осцилляций частицы около равновесной орбиты, оставаясь неизменным по форме, приобретает дополнительную структуру.

Литература

- [1] *Куматов М. А.* Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986. 161 с.
- [2] *Водопьянов А. С., Головатюк В. М.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. № 7. С. 474—478.
- [3] *Каплин В. В., Воробьев С. А.* // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 4. С. 196—199.
- [4] *Bashmakov Yu. A.* // Rad. Effects. 1981. Vol. 56. P. 55—60.
- [5] *Соколов А. А., Тернов И. М.* Релятивистский электрон. М.: Наука, 1983. 304 с.
- [6] *Багров В. Г., Тернов И. М., Федосов Н. И.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 5. С. 1442—1448.
- [7] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.: Наука, 1973. 502 с.
- [8] *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом
институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
4 мая 1987 г.

В окончательной редакции
2 декабря 1987 г.