

## КОГЕРЕНТНЫЙ И МАГНИТО-ТОРМОЗНОЙ ЭФФЕКТЫ В ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ В КРИСТАЛЛЕ ВБЛИЗИ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОСИ

*Н Ф Шульга*

Предсказан эффект большого увеличения интенсивности излучения движущихся в кристалле релятивистских надбарьерных частиц по сравнению с излучением частиц в аморфной среде. Дано объяснение ряда экспериментальных данных, полученных при изучении излучения каналированных частиц. Предложена постановка новых экспериментов, позволяющих обнаружить предсказываемый эффект.

Предсказан эффект большого увеличения интенсивности излучения движущихся в кристалле надбарьерных частиц по сравнению с излучением частиц в аморфной среде. Предложена постановка эксперимента, позволяющего обнаружить предсказываемый эффект.

1. При движении быстрых частиц в кристалле вблизи одной из кристаллографических осей (ось  $z$ ) наряду с каналированными частицами всегда существует значительная доля надбарьерных частиц — частиц, совершающих хаотичное движение в плоскости, ортогональной оси  $z$ .

В настоящей работе предсказывается эффект значительного увеличения интенсивности излучения группы надбарьерных частиц по сравнению с излучением частиц в аморфной среде. Показано, что в области малых и больших частот этот эффект обусловлен когерентным и магнитно-тормозным механизмами излучения частиц в кристалле. На основе полученных результатов дано объяснение ряда экспериментальных данных, полученных в Стэнфорде [ 1 ], в Харькове [ 2 ] и в Томске [ 3 ] при исследовании излучения каналированных частиц. Предложена

постановка новых экспериментов, позволяющих выделить предсказанный эффект на фоне других механизмов излучения частиц в кристалле.

2. Рассмотрим процесс излучения релятивистских частиц в случае, когда падающий на кристалл пучок влетает под углом  $\theta$  к кристаллографической оси  $z$  сравнимым с критическим углом каналирования  $\theta_c$  [4]. В этом случае все частицы совершают в кристалле хаотичное движение в плоскости ортогональной оси  $z$ , поэтому интенсивность излучения может быть связана с энергией, излучаемой частицей в интервале частот  $(\omega, \omega + d\omega)$  на отдельной цепочке атомов кристалла соотношением

$$I' = dI/d\omega = 2N_c \theta d \int_{-\infty}^{\infty} db E'(b), \quad (1)$$

где  $d$  — расстояние между атомами в цепочке,  $b$  — прицельный параметр цепочки [5] и  $N_c$  — число атомов в кристалле.

В рассматриваемой задаче в области малых и больших частот выполняются различные соотношения между длиной когерентности  $l = \delta^{-1} \max[1, (\gamma\theta)^{-2}]$  и величиной пространственной области  $\tau = 2R/\max(\theta, \theta_c)$ , в которой существенно изменяется траектория частицы в поле цепочки атомов, где  $\delta = \omega/2\gamma^2$ ,  $\gamma$  — лоренц-фактор частицы,  $\theta$  — угол рассеяния в пределах длины когерентности и  $R$  — радиус экранировки атома. Механизм излучения релятивистских частиц в кристалле в этих случаях различен, поэтому мы рассмотрим далее отдельно излучение в области малых и больших частот.

3. В области частот, удовлетворяющих условию  $l \ll \tau$ , изменение радиуса кривизны траектории частицы в пределах длины когерентности мало, поэтому в области больших частот величина  $E'(b)$  может быть найдена с помощью методов теории магнитно-тормозного излучения [7]. Учитывая при этом закон сохранения энергии частицы в плоскости, ортогональной оси цепочки, найдем, что

$$I' = N_c \frac{4e^2}{\sqrt{3}} \delta \int_{\rho_0}^{\infty} \rho d\rho \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} dx K_{5/3}(x), \quad \omega_c = \frac{3}{2m} \gamma^2 |\nabla U(\rho)|, \quad (2)$$

где  $U(\rho)$  — непрерывный потенциал цепочки [4],  $K_{5/3}(x)$  — модифицированная функция Бесселя,  $m$  — масса электрона. Для позитронов величина  $\rho_0$  определяется из условия  $\epsilon\theta^2/2 = U(\rho_0)$ ; для электронов  $\rho_0 = 0$ .

Из формулы (2) следует, что для электронов интенсивность излучения в области больших частот не зависит от  $\theta$ . С увеличением  $\theta$ , однако, быстро уменьшается область применимости формулы (2).

Для электронов в области частот  $\omega > \omega_c$  основной вклад в интеграл (2) даёт область значений  $\rho \lesssim R$ , в которой  $U(\rho) \approx U_0 \ln(R/\rho)$  [4]. Интенсивность излучения электронов в этом случае имеет вид

$$I' = N_c 2\pi U_0^2 d/3m^2 \delta. \quad (3)$$

Если на кристалл вдоль оси  $z$  падает параллельный пучок позитронов, то излучение каждой частицы будет зависеть от положения ее вхо-

да в кристалл  $\rho_0$ . Интенсивность излучения (2) в этом случае должна быть усреднена по  $\rho_0$ . При этом, если потенциал цепочки аппроксимировать потенциалом вида  $U(\rho) = U_0(1 - \rho/r)$  при  $\rho \leq r$  и  $U(\rho) = 0$  при  $\rho > r$ , то

$$I' = N_c \frac{\pi \sqrt{3} e^2}{4m^2} U_0^2 n d^2 r^3 F(\zeta), \quad \zeta = \frac{4}{3} \frac{\delta m r}{U_0}, \quad (4)$$

где  $n$  — плотность атомов и  $F(\zeta)$  — функция, широко используемая в теории синхротронного излучения (см. рис. 17 работы [7]). Согласно (3), интенсивность в максимуме спектра излучения должна превышать интенсивность излучения релятивистских частиц из аморфной среды примерно в  $(mndr^3/10Ze^2)$  раз, где  $Z|e|$  — заряд ядра атома ( $U_0 \approx Ze^2/d$ ).

Формулы (3) и (4) хорошо описывают данные экспериментов [1–3], относящиеся к области больших частот. Это обстоятельство указывает на то, что в экспериментах [1–3] в большой области спектрального распределения излучение определяется не каналированными, а надбарьерными частицами.

4. Если  $l \gg r$ , то существенное изменение траектории частицы происходит в пределах зоны формирования излучения. Величина  $E'(b)$  в этом случае может быть найдена методами теории излучения релятивистских частиц в поле атомных ядер [6]. Воспользовавшись уравнением движения частицы в поле цепочки атомов и формулой (35) работы [6], находим, что

$$I' = N_c \frac{4e^2}{\pi} \theta d \int_0^\infty db \left[ \frac{2\xi^2 + 1}{\xi\sqrt{\xi^2 + 1}} \ln(\xi + \sqrt{\xi^2 + 1}) - 1 \right], \quad (5)$$

где  $\xi = \gamma\theta(b)/2$  и  $\theta(b)$  — угол рассеяния частицы цепочкой [5].

Формула (5) показывает, что в области малых частот интенсивность излучения не зависит от частоты  $\omega$ .

При  $\xi \ll 1$  и  $\theta \gg \theta_c$  формула (5) дает результат теории Тер-Микаеляна [8] когерентного излучения частиц в кристалле. При  $\theta \rightarrow 0$ , согласно (5), величина интенсивности излучения уменьшается. Таким образом, в области малых частот интенсивность излучения (5) максимальна при  $\theta \sim \theta_c$ . В этой области углов изучение надбарьерных частиц превышает излучение частиц из аморфной среды примерно в  $R/4d\theta_c \ln(183Z)^{1/2}$  раз.

5. При  $\theta \ll \theta_c$  часть падающих на кристалл частиц захватывается в режим каналирования. Спектральное распределение излучения в этом случае будет складываться из спектральных распределений излучения надбарьерных и каналированных частиц. Последние должны приводить к появлению резкого максимума в спектре излучения (на фоне излучения надбарьерных частиц) в области частот  $\omega \sim 4\pi\gamma^2/T$ , где  $T$  — средний период колебания каналированных частиц. Если при прохождении пучка через кристалл число деканалированных частиц велико, то во всей области частот излучение будет определяться надбарьерными частицами.

Для того, чтобы обнаружить предсказанные выше особенности излучения надбарьерных частиц в области малых и больших частот, необходимо проводить эксперименты в условиях, когда отсутствует явление каналирования, например, рассматривать излучение частиц в кристалле при  $\theta \sim \theta_c$ .

Автор выражает благодарность А.И.Ахиезеру за обсуждение затронутых вопросов и И.И.Мирошниченко за обсуждение результатов эксперимента [1].

Поступила в редакцию  
15 мая 1980 г.

### Литература

- [1] И. И. Мирошниченко, Д.Д. Мёрри, Р. О.Авакян, Т.Х.Фигут. Письма в ЖЭТФ, 29, 786, 1979.
  - [2] Г.Л.Бочек и др. ВАНиТ, вып. 2, 44, 1979.
  - [3] С. А.Воробьев, В.Н.Забаяев, Б.Н.Калинин, В. В. Каплин, А.П.Потылицын. Письма в ЖЭТФ, 29, 414, 1979.
  - [4] D.S.Gemmill. Rev. of Mod. Phys., 46, 129, 1974.
  - [5] С.П.Фомин, Н.Ф.Шульга. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 79-42, Харьков, 1979.
  - [6] А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. ЭЧАЯ, 10, 51, 1979.
  - [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, М., изд. Наука, 1967.
  - [8] М.Л.Тер-Микаелян. ЖЭТФ, 25, 296, 1953.
-