

ФОТОННЫЕ ЛИВНИ И ПИК БЕЛКАСЕМА В ИЗЛУЧЕНИИ СУПЕРРЕЛЯТИВИСТСКИХ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.В.Кононец, В.А.Рябов

Исследуется решение интегро-дифференциального каскадного уравнения и выявляются специфические особенности кинетики радиационного торможения суперрелятивистских каналированных электронов. На этой основе развита теория пика Белкасема, наблюдающегося в жесткой части спектра излучаемой энергии.

1. В экспериментах по излучению электронов с энергией $E_0 = 150$ ГэВ, проведенных недавно в ЦЕРН ^{1, 2}, было обнаружено существенное увеличение интенсивности в жесткой части спектра излучаемой энергии при уменьшении угла между направлением падающего пучка и осью $\langle 110 \rangle$ монокристалла германия (пик Белкасема). Попытки объяснить происхождение этого пика радиационным охлаждением пучка ^{3, 4} оставляли в стороне вопрос о зависимости интенсивности каскадных процессов от поперечной энергии и не смогли согласовать теорию с экспериментом как с точки зрения описания формы спектра, так и с точки зрения множественности испускаемых γ -квантов.

Как показано в настоящей работе, особенность каскадных процессов, присущая электронам сверхвысокой энергии, состоит в том, что максимум в распределении частиц не сдвигается вдоль оси энергии одновременно уширяясь, как это имеет место при торможении на электронах вещества ⁵, а формируется в области больших потерянных энергий $\Delta E \sim E_0$ по прохождении слоя вещества порядка эффективной радиационной толщины. Именно это обстоятельство в существенной степени предопределяет свойства пика Белкасема, отводя эффектам радиационного охлаждения и многократного рассеяния второстепенную роль.

2. Каскадное уравнение описывающее эволюцию функции распределения ρ излучающих электронов с толщиной l кристалла, может быть записано в виде

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial l} = \int_0^\infty W_e(E + \hbar\omega, \hbar\omega) \rho_e(E + \hbar\omega) d\omega - \int_0^E W_e(E, \hbar\omega) \rho_e(E) d\omega, \quad (1)$$

где $W_e(E, \hbar\omega)$ – вероятность излучения γ -кванта с частотой ω электроном с полной энергией E и энергией ϵ поперечного движения в эффективном потенциале $V_{eff}(r_\perp)$ осевого канала кристалла. В магнито-тормозном пределе имеем ⁶

$$W_e(E, \hbar\omega) = \frac{W_0}{E^2 (1+u)} \left\{ [1 + (1+u)^2] K_{2/3}(x) - (1+u) \int_x^\infty K_{1/3}(y) dy \right\}. \quad (2)$$

Здесь

$$u = \frac{\hbar\omega}{E - \hbar\omega}, \quad x = \frac{2u}{3\chi}, \quad \chi = \frac{e \hbar E}{m^3 c^5} \left| \frac{\partial V_{eff}}{\partial r_\perp} \right|, \quad W_0 = \frac{(emc)^2}{\hbar\pi\sqrt{3}}, \quad (3)$$

а черта над выражением означает усреднение по доступной области поперечных координат.

Уравнение (1) с интегральным ядром (2) решалось с помощью ЭВМ. Здесь мы кратко обсудим часть новых теоретических результатов, полученных для $\langle 110 \rangle$ -осевого каналирования электронов с $E_0 = 150$ ГэВ в Ge при температуре $T = 100$ К.

3. Разительное отличие кинетики радиационного торможения от кинетики торможения Ландау ⁵ на электронах вещества хорошо прослеживается на рис. 1, где представлены кривые эволюции энергетических распределений $\rho_e(E)$ для двух характерных значений поперечной энергии ϵ . Видно, что максимум распределения формируется при достаточно больших поте-

ранных энергиях $\Delta E \sim E_0$ по прохождении слоя кристалла порядка эффективной радиационной толщины, зависящей от радиуса R_e доступной области. Это обстоятельство отражает важную роль в кинетике радиационного торможения, которую играют процессы излучения жестких γ -квантов, энергия которых сравнима с энергией излучающих электронов. Роль таких процессов возрастает при уменьшении R_e за счет увеличения эффективных сил, действующих на электрон в центральной части кристаллического канала.

Отметим в этой связи, что случай бете-гайтлеровского излучения в аморфной среде, где процессы излучения жестких γ -квантов представлены с большой относительной вероятностью, оказывается физически выделенным. Именно, как показывает наш анализ, пик в распределении излучающих частиц в этом случае формируется на границе спектра $\Delta E = E_0$ и жестко "привязан" к этой точке.

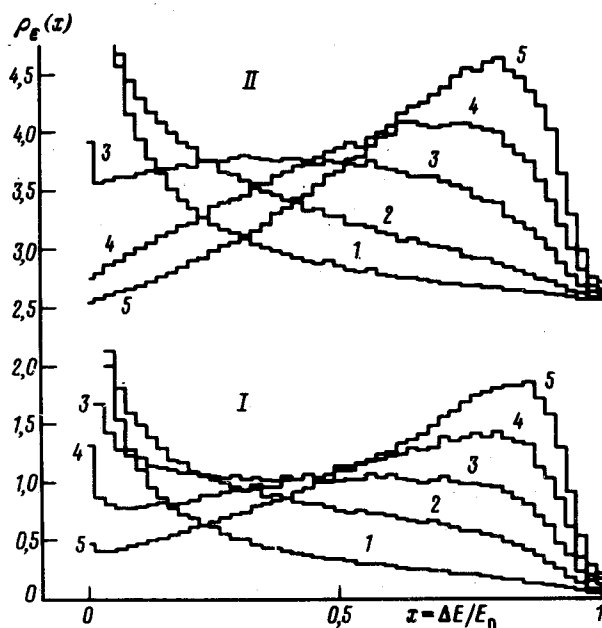


Рис. 1. Эволюция энергетических распределений электронов с $E_0 = 150$ ГэВ на различных уровнях поперечной энергии в $\langle 110 \rangle$ -осевом канале Ge. I - $R_e/a = 2$: 1 - $l = 0,01$ мм, 2 - $l = 0,03$ мм, 3 - $l = 0,05$ мм, 4 - $l = 0,07$ мм, 5 - $l = 0,09$ мм; II - $R_e/a = 5$: 1 - $l = 0,05$ мм, 2 - $l = 0,125$ мм, 3 - $l = 0,25$ мм, 4 - $l = 0,375$ мм, 5 - $l = 0,5$ мм. Кривые II сдвинуты вверх на 2,5

4. Решение задачи об эволюции $\rho_e(E)$ и знание начальной заселенности уровней поперечной энергии позволяют рассчитать спектры излучаемой энергии в зависимости от параметров падающего пучка.

Начнем с углов падения, больших критического ($\theta > \theta_c = 6,6 \cdot 10^{-5}$ рад), когда существует только надбарьерная фракция электронов. Используя приближение Мольера для $V_{eff}(r_{\perp})$, мы смогли согласовать теорию с экспериментом (см. рис. 2), уменьшив константу W_0 на 19% по сравнению с теоретическим значением (3). Этот факт свидетельствует о той точности, с которой в рассматриваемых условиях работают магнито-тормозной предел (2) и приближение однородного распределения излучающих частиц по доступной области поперечных координат.

Найденное значение W_0 использовалось при анализе спектров излучения в условиях каналирования ($\theta < \theta_c$). Было получено, что основной вклад в пик Белкасема дает очень небольшая группа электронов, захваченных на наиболее низкие уровни $\epsilon < R_e \lesssim 2,5a$ (a - атомный радиус экранировки для Ge). При этом положение пика оказалось несколько сдвинутым в сторону больших потерянных энергий по сравнению с экспериментальной ситуацией.

Ясно, что сильное многократное рассеяние в центральной части осевого канала приводит к уходу электронов с тех уровней, которые характеризуются малыми R_e . Мы произвели учет этих "косметических" эффектов простейшим образом, занулив заселенность уровней с $R_e/a < 1,5$ и соответственно увеличив заселенность в области $1,5 \leq R_e/a \leq 2,5$ (процедура, не зависящая от угла падения), так чтобы общая интегральная заселенность осталась неизменной. В результате было получено замечательное согласие с экспериментом, показанное на рис. 2. Существенно, что структура пика Белкасема слабо зависит от деталей перераспределения заселенности в указанной области R_e .

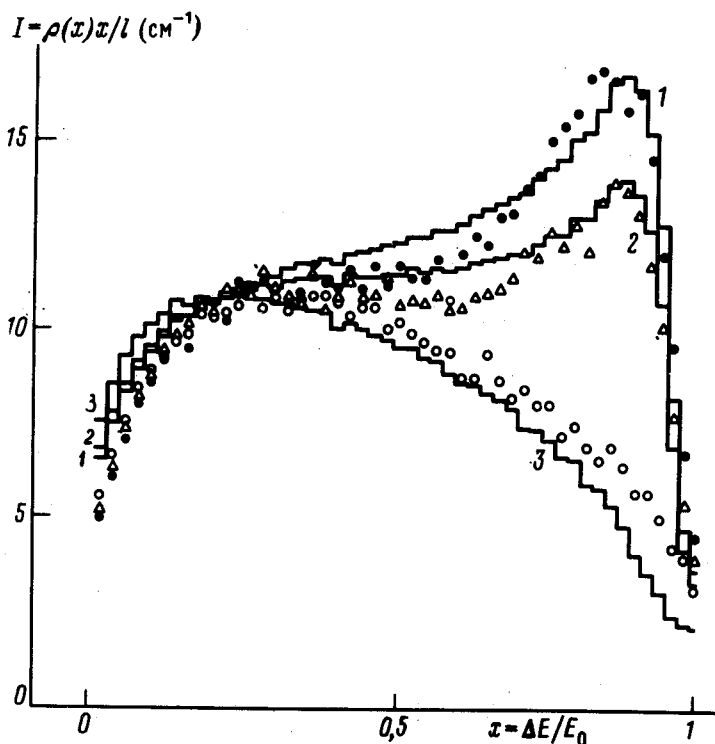


Рис. 2. Спектры излучаемой энергии в Ge ($l = 0,185$ мм, $T = 100$ К) для различных направлений падающего пучка электронов ($E_0 = 150$ ГэВ, $F = 37$ мкрад): 1 - вдоль оси $\langle 110 \rangle$, 2 - $\theta = 17$ мкрад, 3 - $\theta = 96$ мкрад. Экспериментальные точки взяты из работы ¹

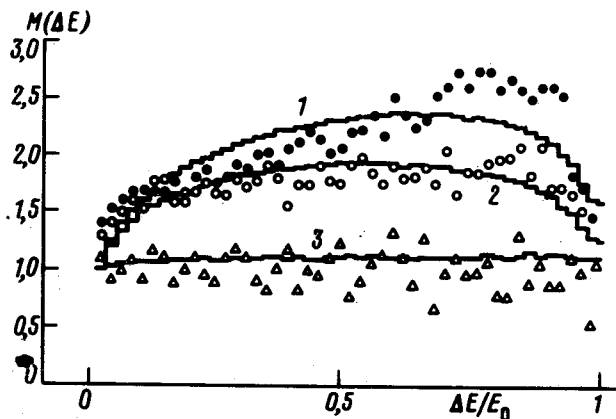


Рис. 3. Множественность γ -квантов с $\hbar\omega \geq 3$ ГэВ, как функция излучаемой энергии: 1 - пучок электронов параллелен оси $\langle 110 \rangle$, 2 - $\theta = 96$ мкрад, 3 - разориентированный монокристалл. Параметры пучка и кристалла соответствуют рис. 2. Экспериментальные точки взяты из работы ²

5. Алгоритм решения каскадного уравнения (1) позволял одновременно вычислять и среднее число испускаемых γ -квантов (множественность) $M(\Delta E)$ как функцию излучаемой энергии ΔE (см. рис. 3). Дополнительный фон со спектром типа Бете-Гайтлера, который имитировался в расчетах в соответствии с условиями эксперимента ^{1, 2}, оказывает существенное влияние на характер поведения (спадания) множественности вблизи границы спектра $\Delta E = E_0$. При устранении фона $M(\Delta E)$ монотонно возрастает с ростом ΔE .

6. Разумеется, как высота I_{max} пика Белкасема, так и максимальное значение M_{max} множественности γ -квантов существенно зависят от расходимости падающего пучка. Так при $\theta = 0$ и $l = 0,185$ мм для гауссовского пучка уменьшение полной ширины F на полувывоте с $3,7 \cdot 10^{-5}$ рад до $1,9 \cdot 10^{-5}$ рад приводит к увеличению I_{max} в 1,43 раза, M_{max} при этом возрастает до 2,72. В случае нерасходящегося пучка, когда $F = 0$, мы получили $I_{max} = 30,8 \text{ см}^{-1}$ и $M_{max} = 3,15$.

Можно показать, что с уменьшением толщины l монокристалла Ge интенсивность пика Белкасема резко падает, а положение слегка смещается в сторону меньших ΔE . Это заключение является следствием описанных выше особенностей кинетики радиационного торможения. Соответствующие количественные результаты будут опубликованы отдельно.

Авторы благодарны В.Н.Байеру за ценные дискуссии.

Литература

1. *Belkacem A. et al. Phys. Lett. B*, 1986, 177, 211.
2. *Belkacem A. Thèse Docteur-es-Science Physique, Université de Lyon-1*, 1986.
3. *Tikhomirov V. V. Phys. Lett. A*, 1987, 125, 411.
4. *Artru X. Phys. Lett. A*, 1988, 128, 302.
5. *Landau L. J. Phys. USSR*, 1944, 8, 201.
6. *Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. ЖЭТФ*, 1987, 92, 1228.

Поступила в редакцию
1 августа 1988 г.