

УДК 535.1.04;535-32

КОНВЕРСИЯ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ОДИН ФОТОН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ В КРИСТАЛЛЕ

© 2020 г. В. А. Загайнов^а, Н. П. Калашников^{а, *}, А. С. Ольчак^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”,
Москва, 115409, Россия

*e-mail: kalash@mephi.ru

Поступила в редакцию 21.07.2019 г.

После доработки 17.08.2019 г.

Принята к публикации 20.08.2019 г.

Взаимодействие релятивистских электронов с кристаллическими осями и плоскостями в модели каналирования традиционно описывается как движение в некотором усредненном непрерывном потенциале. Однако, реальные кристаллические оси и плоскости состоят из отдельных атомов, расположенных периодически. Взаимодействие электрона с периодическими неоднородностями сопровождается передачей кристаллу строго квантованных порций импульса $\Delta p_{\parallel} = 2\pi n\hbar/d$, где $n = 1, 2, 3, \dots$, а d – период расположения неоднородностей потенциала, совпадающий с периодом кристаллической решетки при движении вдоль оси. При отдаче решетке квантованного продольного импульса происходит испускание фотона с энергией $\hbar\omega \sim 4\pi\hbar E_1^2/dm^2c^3$, где E_1 – начальная энергия электрона. Если $E_1 \sim$ ГэВ или более, в энергию одного фотона при таком процессе обращается до 90% кинетической энергии электрона.

Ключевые слова: кристалл, каналирование, тормозное излучение, релятивистская квантовая электродинамика.

DOI: 10.31857/S102809602003022X

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что прохождение релятивистских электронов через ориентированные монокристаллы в направлениях, совпадающих с направлениями кристаллографических осей или плоскостей, сопровождается жестким электромагнитным излучением с интенсивностью, существенно превышающей интенсивность тормозного излучения в аморфных или неориентированных мишенях (например, [1–3]). Это излучение обычно связывают с так называемым эффектом каналирования, при котором заряженные частицы движутся вдоль кристаллической оси или плоскости по регулярным спиралевидным или синусоидальным траекториям. Повышенная интенсивность излучения наблюдается в спектральной области энергий, определяемых периодичностью движения частицы в канале. Как правило, значения этих энергий много меньше энергии самой каналированной частицы. Тем не менее, в экспериментах с электронами очень высоких энергий (более 10 ГэВ), проходящих через ориентированные монокристаллы, наблюдается существенно повышенная интенсивность излучения с энерги-

ями, близкими к энергии самого электрона – то есть, фактическая конвертация почти всей энергии электрона в один фотон [6]. Удовлетворительного объяснения этого эффекта в известной литературе пока нет. В настоящей работе авторы рассматривают возможный механизм возникновения этого эффекта: конвертации энергии электрона в ориентированном монокристалле.

ДВИЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В КРИСТАЛЛЕ

Взаимодействие релятивистских электронов с кристаллическими осями и плоскостями в модели каналирования традиционно описывается как движение в некотором усредненном непрерывном потенциале атомной цепочки или плоскости (например, [1–3]). Тем не менее, нельзя забывать, что реальные кристаллические оси и плоскости состоят из отдельных атомов, расположенных периодически. Взаимодействие электрона с периодическими неоднородностями потенциала может сопровождаться тормозным электромагнитным излучением, причем с передачей кристаллу строго квантованных порций импульса:

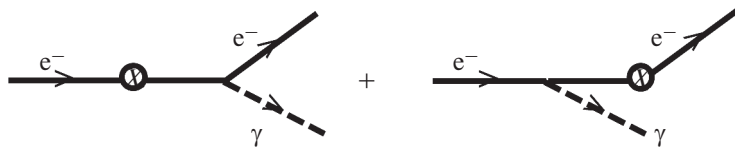


Рис. 1. Диаграммы, описывающие тормозное излучение в квантовой электродинамике [7].

$$\Delta p_{\parallel} = 2\pi n\hbar/d, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

где d – период расположения неоднородностей потенциала вдоль траектории движения электрона. Если электрон движется вдоль кристаллической оси OZ , то период расположения неоднородностей (атомов, составляющих эту ось) совпадает с периодом кристаллической решетки a_z вдоль этой оси ($d = a_z$).

Сложнее определить величину d , если электрон движется вдоль кристаллической плоскости ZY под некоторым углом θ к атомным осям, составляющим эту ось. Если угол θ невелик ($\theta \ll 1$), но все-таки превышает критический угол осевого каналирования ($\theta > \theta_{\text{crit}}$), то режим движения будет плоскостным. При этом период неоднородностей усредненного потенциала плоскости d , с которыми будет сталкиваться пролетающий электрон, определяется углом θ и периодом кристаллической решетки a_y в перпендикулярном OZ направлении Y : $d = a_y/\theta \gg a_y, a_z$.

Эффект, который могут вызвать столкновения с такими периодическими неоднородностями, и их влияние на спектр электромагнитного излучения, возникающего при каналировании релятивистских электронов в кристаллах, уже рассматривались авторами данного сообщения (например, работы [4, 5]). В этом сообщении авторы хотели бы обратить внимание на два обстоятельства, которые в ранних работах [4, 5] мы не рассматривали.

1. Для появления не нулевой вероятности излучения при столкновениях с периодическими неоднородностями усредненного потенциала не обязательно рассматривать состояние электрона как каналированное. Конечное состояние после акта взаимодействия с большой передачей продольного импульса (1) почти в любом случае будет не каналированным, но и в начальном состоянии вполне можно рассматривать электрон как практически свободную частицу.

2. При достаточно высокой энергии начального электрона (от нескольких сотен МэВ и выше) результатом взаимодействия с периодическими неоднородностями кристаллических осей с периодами $\sim a_z \sim 10^{-10}$ м может явиться достаточно интенсивное излучение весьма жестких квантов с энергиями, сравнимыми с начальной энергией электрона. Именно этим эффектом (скорее все-

го) объясняется излучение, наблюдавшееся в известных экспериментах [6].

КИНЕМАТИКА ИСПУСКАНИЯ ФОТОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПОТЕНЦИАЛА

Электромагнитное излучение, возникающее при прохождении заряженных частиц через плотную (твердотельную) мишень традиционно называется тормозным и в формализме теории возмущений квантовой электродинамики (например, [7]) описывается диаграммами Фейнмана (рис. 1).

Законы сохранения энергии и продольного начальному направлению движения электрона импульса накладывают условия на характеристики испускаемых фотонов.

Закон сохранения энергии:

$$E_1 = E_2 + \hbar\omega, \quad (2)$$

здесь E_1 – энергия электрона до акта излучения, E_2 – энергия электрона после излучения, $\hbar\omega$ – энергия испущенного фотона.

Закон сохранения продольного импульса:

$$P_{\parallel} = P_{2\parallel} + (\hbar\omega/c)\cos\theta_{\gamma} - \Delta p_{\parallel}, \text{ или} \\ (E_1^2 - m^2c^4)^{1/2} = (E_2^2 - P_{2\text{tr}}^2c^2 - m^2c^4)^{1/2} + \\ + \hbar\omega\cos\theta_{\gamma} + c\Delta p_{\parallel}. \quad (3)$$

Здесь mc^2 – энергия покоя электрона, θ_{γ} – угол излучения фотона, $P_{2\text{tr}}$ – поперечный исходному направлению движения импульс электрона после излучения фотона.

Для ультрарелятивистских электронов ($E_{1,2} \gg mc^2$) условие (3) с учетом (2) можно переписать в виде:

$$m^2c^4\hbar\omega/2E_1E_2 + \hbar\omega\theta_{\gamma}^2/2 = c\Delta p_{\parallel} - E_{2\text{tr}}, \quad (4)$$

где $\theta_{\gamma} \sim m^2c^4/E_1E_2 \ll 1$, $E_{2\text{tr}} = P_{2\text{tr}}^2c^2/2E_2 \sim m^2c^4/E_2$ – поперечная энергия электрона после излучения фотона.

Если энергия излученного фотона составляет лишь малую долю от исходной энергии электрона, условие (4) упрощается:

$$\hbar\omega(m^2c^4/E_1^2 + \theta_{\gamma}^2)/2 = c\Delta p_{\parallel} - E_{2\text{tr}}. \quad (5)$$

Если передача продольного импульса $\Delta p_{\parallel} = 0$ (движение в идеально гладком усредненном потенциале), то излучение, вообще говоря, возможно, однако при условии, если в конечном состоянии электрон имеет отрицательную поперечную энергию: попадает в квазисвязанное (каналированное) состояние. Такое излучение при захвате в режим каналирования рассматривалось ранее в работах авторов данной статьи (например, [8, 9]). Процессы, при которых передача продольного импульса сопоставима с величинами поперечных энергий электрона при каналировании или в близких к каналированию состояниях ($c\Delta p_{\parallel} \sim E_{2tr} \ll \ll 100$ эВ), должны приводить к излучению в том же частотном диапазоне, что и излучение при захвате в режим каналирования. Такие процессы, вообще говоря, возможны при взаимодействии электронов с нерегулярными неоднородностями (дефектами) в кристаллах.

Ситуация усложняется при рассмотрении излучения под большими углами к исходному направлению движения ($\theta_{\gamma} \sim 1$), когда вследствие соотношения (4), частоты излучения $\hbar\omega \sim E_{2tr} \sim$ эВ попадают в оптический диапазон. В этом случае необходимо учитывать зависимость коэффициента преломления среды от частоты $n(\omega)$, как это делается, например, при рассмотрении эффекта Вавилова–Черенкова [7, 10].

В данной работе нас, тем не менее, интересуют процессы, при которых передача продольного импульса определяется условием квантования (1) и составляет $c\Delta p_{\parallel} \sim 2\pi\hbar c/d > \sim 10^3$ эВ, что на два–три порядка превышает характерные поперечные энергии электрона в состоянии каналирования или близких к нему. При таких параметрах энергия испущенного фотона полностью определяется именно величиной передачи продольного импульса:

$$\hbar\omega = 2c\Delta p_{\parallel} / (m^2 c^4 / E_1^2 + \theta_{\gamma}^2) \sim 4\pi\hbar E_1^2 / dm^2 c^3. \quad (6)$$

Фотоны (6) попадают в диапазон жесткого рентгеновского и гамма-излучения, а соответствующие им длины волн $\lambda \sim (mc^2/E)^2 d$ много меньше как расстояний d между атомами кристалла, так и самих атомов. В этом частотном диапазоне оптическая плотность среды $n(\omega)$ отличается от единицы лишь на малую величину, убывающую обратно пропорционально квадрату частоты фотона (например, [10]), и ей можно заведомо пренебречь. Это, как правило, и делается при рассмотрении как тормозного излучения [2, 7], так и излучения, возникающего при каналировании релятивистских электронов (например, [3, 4]).

Таким образом, возникающее при взаимодействии с периодическими неоднородностями потенциала кристалла тормозное излучение кинематически возможно без участия эффекта каналирования (поперечная энергия конечного состояния E_{2tr} может быть как отрицательной, так

и положительной). При этом данное излучение будет весьма жестким, существенно превышающим по энергии излучение, возникающее как при захвате в режим каналирования, так и при переходах между разными каналированными состояниями (за счет того, что $c\Delta p_{\parallel} = 2\pi\hbar c/d \gg U_0$, где U_0 – характерная глубина усредненного потенциала атомных осей или плоскостей).

Характерные энергии возникающего излучения будут сопоставимы с начальной энергией электрона E_1 , что (строго говоря) выводит нас за рамки применимости приближения, в котором получены соотношения (5) и (6) уже при энергиях $E_1 \sim dm^2 c^3 / 4\pi\hbar \sim 100$ МэВ и даже при передаче решетке минимального квантованного продольного импульса $c\Delta p_{\parallel} = 2\pi\hbar c/d$.

При $\hbar\omega \sim E_1 \gg E_2$ в выражения для энергии излучения следует внести поправки. В частности, для излучения под малыми углами $\theta_{\gamma} < m/E_1$ из (4) несложно получить:

$$m^2 c^4 \hbar\omega / 2E_1 (E_1 - \hbar\omega) = 2\pi\hbar c/d \geq \hbar\omega = E_1 / (1 + dm^2 c^3 / 4\pi\hbar E_1). \quad (7)$$

При энергиях $E_1 \gg dm^2 c^3 / 4\pi\hbar \sim 100$ МэВ даже при минимальных передачах продольного импульса в одном акте подобного излучения почти вся энергия электрона может быть конвертирована в фотон с энергией $\hbar\omega = E_1 (1 - dm^2 c^3 / 4\pi\hbar E_1) < E_1$.

Фотоны, вылетающие под ненулевыми углами $\theta_{\gamma} > 0$ будут иметь несколько меньшую энергию и наблюдаемый интегральный спектр излучения будет определяться относительными вероятностями вылета фотонов под разными углами. Тем не менее, характерные энергии излучения при отдаче решетке квантованного продольного импульса (1) будут в большей степени приближены к начальной энергии электрона, чем спектры излучения при переходах между каналированными состояниями в гладком усредненном потенциале. Скорее всего, именно этот эффект объясняет сверхжесткое излучение от ультрарелятивистских электронов в кристалле, наблюдавшееся в частности в экспериментах [6].

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-КВАНТА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНА С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Оценки сечения процесса излучения жесткого гамма-кванта при передаче кристаллической решетке квантованного продольного импульса изначально каналированным электроном были выполнены авторами в работах [4, 5]. В настоящей работе мы еще раз хотели бы отметить, что условие каналирования электрона для рассматриваемого процесса не является обязательным, а инте-

гральное сечение излучения в области частот, определяемых условием (7), для свободных (неканализованных) электронов должно быть таким же, как и интегральное сечение тормозного излучения в аморфной среде равной плотности. Отличие заключается в том, что спектр тормозного излучения в аморфной среде равномерно убывает с частотой $\sim 1/\omega$, а спектр излучения при квантованной передаче продольного импульса будет сосредоточен вблизи частоты (7), неизбежно и существенно превышая именно в этой области фон обычного тормозного излучения.

Дополнительное увеличение сечения излучения может возникнуть, если начальный электрон все-таки был канализованным, поскольку канализованные электроны движутся в среднем ближе к ядрам ионного остова кристаллической решетки, чем электроны не канализованные. При этом данный эффект должен приводить к увеличению сечения всех процессов взаимодействия с ионным остовом: примерно в $d/R \gg 1$ раз для плоскостного канализования и в $(d/R)^2 \gg 1$ раз — для канализования осевого. Здесь R — характерный радиус иона остова, много меньший периода кристаллической решетки d .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было показано выше, взаимодействие релятивистских электронов с периодическими неоднородностями кристаллической структуры способно приводить к возникновению жесткого электромагнитного излучения. При энергиях электронов, превышающих 1 ГэВ, рассмотренный эффект способен привести к конвертации почти всей энергии электрона в один единственный фотон, что и наблюдалась в экспериментах [6].

Определяющую роль в эффекте конвертации энергии играют столкновения электронов с кристаллической решеткой, сопровождаемые квантованной передачей решетке больших порций продольного импульса. Эффект канализования при столь жестком излучении играет лишь вспомогательную роль.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lindhard J. Dansk. Vid. Selsk. // Math. Phys. Medd.* 1965. V. 34. № 14. P. 1.
2. *Калашиков Н.П.* Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. Москва: Атомиздат, 1981. С. 25.
3. *Барышевский В.Г.* Канализование, излучение и реакция в кристаллах при высоких энергиях. Минск: Изд. БГУ, 1982. 256 с.
4. *Kalashnikov N.P., Olchak A.S. // Nuovo Cimento.* 1982. V. D1. P. 257.
5. *Калашиков Н.П., Мамонов М.Н., Ольчак А.С., Стриханов М.Н. // ФТТ.* 1983. Т. 25. № 1. С. 190.
6. *Belkacem A., Bologna G., Chevallier M., Cue N. et al. // Phys. Lett.* 1986. V. 177B. P. 211.
7. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. Москва: Наука, 1989. 705 с.
8. *Коптелов Э.А., Калашиков Н.П.* Характеристическое тормозное излучение ультрарелятивистских электронов в монокристаллах. Москва: Препринт ИЯИ АН СССР П-0054. 1977.
9. *Калашиков Н.П., Ольчак А.С.* Взаимодействие ядерных излучений с монокристаллами / Под ред. Рязанова М.И. Москва: изд. МИФИ, 1979. 58 с.
10. *Бондарев В.В., Калашиков Н.П., Спиринов Г.Г.* Курс общей физики. Кн. 2. Электромагнетизм. Оптика. Квантовая физика. Москва: Юрайт, 2013. 441 с.

Relativistic Electron Energy Conversion in one Photon in Result of Interacting with Periodical Heterogeneities in Crystals

V. A. Zagainov¹, N. P. Kalashnikov^{1,*}, A. S. Olchak¹

¹National Nuclear Research University "MEPhI", Moscow, 115409 Russia

*e-mail: kalash@mephi.ru

Interaction of relativistic electrons with crystal axis or plane is traditionally described in channeling model as a motion in some even, homogeneous averaged potential. However, real crystal axis or plane consists of individual atoms, positioned periodically. Interaction of electrons with periodical heterogeneities is accompanied with quantum transition of discrete portions of momentum $\Delta p_{\parallel} = 2\pi n\hbar/d$, $n = 1, 2, 3, \dots$, defined by the period of heterogeneities d in axial case equal to the period of crystal lattice along this axis. Transmission of sufficient quantum portion of momentum to the lattice can be accompanied by the emission of photon with correspondingly high energy $\hbar\omega \sim 4\pi\hbar E_1^2/dm^2c^3$. In case of energies $E \sim \text{GeV}$ or more, up to $\sim 90\%$ of electron's energy may be converted into just one photon.

Keywords: crystals, channeling, bremsstrahlung, relativistic quantum electrodynamics.