

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 332,1

П-441

9/1-78

P2 - 10986

М.И.Подгорецкий

152/2-78

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В КРИСТАЛЛАХ

**1977**

P2 - 10986

М.И.Подгорецкий

К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ  
УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В КРИСТАЛЛАХ



К вопросу об электромагнитном излучении ультрарелятивистских электронов в кристаллах

Рассмотрено электромагнитное излучение, создаваемое ультрарелятивистскими каналирующими электронами, движущимися внутри цилиндрических областей, образованных тепловыми колебаниями ядер кристаллической решетки. Предсказана энергетическая асимметрия между электронами и позитронами, генерированными  $\gamma$ -квантами, падающими на кристалл в направлениях кристаллографических осей. Обсуждается возможная связь указанного излучения с аномальными многофотонными ливнями Шайна.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

On Electromagnetic Radiation of Ultrarelativistic Electrons in Crystals

Electromagnetic radiation is considered caused by ultrarelativistic channeling electrons moving inside cylindrical regions formed with nuclear heat oscillations of a crystal lattice. An energy asymmetry is predicted for electrons and positrons, generated by  $\gamma$ -quanta falling to a crystal along the crystallographic axes. A possible connection of the abovementioned radiation with the anomalous multiphoton Schein showers is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. В работе <sup>1/</sup> рассмотрено движение ультрарелятивистских частиц внутри "трубки", образованной колеблющимися ядрами, расположенными вдоль одного из кристаллических рядов. Частица, возникшая в каком-либо ядерном процессе и летящая вдоль оси "трубки", испытывает последовательные кулоновские рассеяния, совокупное действие которых можно заменить силами, создаваемыми положительным электрическим зарядом, непрерывно заполняющим "трубку"; в первом приближении эти силы оказываются пропорциональными поперечному смещению  $\vec{r}$ . В результате положительные частицы выталкиваются из "трубки", а отрицательные совершают в ней периодические колебания

$$\vec{r} = \vec{A} \cos \omega t + \vec{B} \sin \omega t, \quad /1/$$

где  $\vec{A}$  и  $\vec{B}$  - поперечные векторы, а частота

$$\omega = \frac{ec}{R} \sqrt{\frac{2Z}{d\epsilon}}. \quad /2/$$

Здесь  $R$  - радиус "трубки",  $d$  - расстояние между соседними ядрами кристаллического ряда,  $Z$  - порядковый номер ядер,  $\epsilon$  - энергия частицы. С учетом продольной скорости частицы  $v$ , которая предполагается очень близкой к скорости света  $c$ , пространственная развертка движения <sup>1/</sup> имеет вид

$$\vec{r} = \vec{A} \cos z/L + \vec{B} \sin z/L, \quad L = \frac{R}{e} \sqrt{\frac{\epsilon d}{2Z}}. \quad /3/$$

Для того чтобы частица не выходила за пределы "трубки", угол между ее траекторией и осью "трубки" не должен превышать критического значения

$$\theta_k = e \sqrt{\frac{2Z}{\epsilon d}} \quad /4/$$

При произвольных начальных условиях /и при  $A \geq B$  / движение типа /1/ имеет место только тогда, когда лоренц-фактор частицы

$$\gamma = \left(1 - \frac{u^2 + v^2}{c^2}\right)^{-1/2} < \frac{mc^2}{(2Ze^2/d)} \left(\frac{R}{A}\right)^2 \quad /5/$$

Если  $A = R$ , условие /5/ принимает вид

$$\gamma < \tilde{\gamma} = \frac{mc^2}{(2Ze^2/d)} \quad /5'/$$

При выполнении /5/ можно считать  $\gamma = \gamma_v = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ .

Если условие /5/ нарушено, формулы /1/-/3/ остаются верными только для движения по спирали, когда

$$x = A \cos \omega t, \quad y = A \sin \omega t, \quad z = ct \quad /6/$$

и, соответственно,

$$x = A \cos z/L, \quad y = B \sin z/L \quad /7/$$

В остальных случаях движение усложняется /но формула /4/ сохраняет свою силу/.

2. Сказанное ранее относилось к любым отрицательно заряженным частицам. Если речь идет об электронах, возникает новое обстоятельство: движение электронов внутри трубки сопровождается интенсивным электромагнитным излучением, которое приводит к потере энергии и к изменению амплитуды поперечных колебаний. Цель настоящей статьи состоит в исследовании некоторых свойств указанного излучения\*: как и в работе /11/ ,

\* Электромагнитное излучение каналирующих частиц уже обсуждалось в литературе /см., напр., /2-11//, но интересующий нас случай движения внутри "трубки" не рассматривался.

речь будет идти только о качественных классических оценках.

Для вычисления потерь энергии на излучение проще всего воспользоваться известной формулой

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{2e^4}{3m^2c^3} \frac{(\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}' \cdot \vec{H}])^2 - \frac{1}{c^2}(\vec{E} \cdot \vec{v}')^2}{1 - v'^2/c^2}, \quad /8/$$

в которой  $\vec{v}' = \vec{v} + \vec{u}$  - полная скорость электрона,  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  - поля, в которых он движется /см. /12/, стр.236/. В нашей задаче магнитное поле  $\vec{H} = 0$ , а электрическое поле имеет только радиальную составляющую

$$E = \frac{2Ze}{dR^2} \cdot r, \quad r \leq R. \quad /9/$$

Из /8/ и /9/ сразу следует

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{8Z^2e^6\epsilon^2r^2}{3d^2R^4m^4c^7} (1 - u_r^2/c^2), \quad /10/$$

$$\frac{d\epsilon}{dz} = - \frac{8Z^2e^6\epsilon^2r^2}{3d^2R^4(mc^2)^4} (1 - u_r^2/c^2), \quad /10'/$$

где  $u_r$  - радиальная составляющая поперечной скорости  $\vec{u}$ . Для винтового движения, описываемого формулами /6/ и /7/, радиальная скорость  $u_r = 0$ ; кроме того, в работе /1/ было показано, что в интересующих нас условиях всегда  $u^2/c^2 \ll 1$ . Поэтому и в общем случае /10/ и /10'/ можно записать в виде

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{8Z^2e^6\epsilon^2r^2}{3d^2R^4m^4c^7}, \quad \frac{d\epsilon}{dz} = - \frac{8Z^2e^6\epsilon^2r^2}{3d^2R^4(mc^2)^4} \quad /11/$$

В дальнейшем под производными  $\frac{d\epsilon}{dt}$  и  $\frac{d\epsilon}{dz}$  мы будем понимать не мгновенные потери энергии, а потери, усредненные по периоду колебаний. Тогда в /11/ следует

вместо  $r^2$  ввести величину  $\bar{r}^2$ . При выполнении условия /5/ для радиального движения, описываемого формулой /1/, в которой  $B=0$ , имеем  $\bar{r}^2 = 1/2 A^2$ . Соответственно

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{4Z^2 e^6 \epsilon^2 A^2}{3d^2 R^4 m^4 c^7}, \quad \frac{d\epsilon}{dz} = -\frac{4Z^2 e^6 \epsilon^2 A^2}{3d^2 R^4 (mc^2)^4} \quad /11'/$$

Для винтового движения /7/ величина  $\bar{r}^2 = A^2$ . Поэтому

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{8Z^2 e^6 \epsilon^2 A^2}{3d^2 R^4 m^4 c^7}, \quad \frac{d\epsilon}{dz} = -\frac{8Z^2 e^6 \epsilon^2 A^2}{3d^2 R^4 (mc^2)^4} \quad /11''/$$

Потери энергии всегда выражаются формулами такого типа, поскольку для любых режимов движения внутри "трубки"  $\bar{r}^2 = A^2$ . Заметим еще, что исходная формула /8/ никак не связана с условием /5/; следовательно, это относится и к последующим результатам /10/-/11/. Для "трубки", образованной одинаковыми ядрами, амплитуда  $A \approx R$ , и /11''/ можно переписать в виде

$$\frac{d\epsilon}{dz} = -\frac{8Z^2 e^6 \epsilon^2}{3d^2 R^2 (mc^2)^4} \quad /11'''/$$

Потери энергии на небольшой длине  $z$

$$\Delta\epsilon = \left| \frac{d\epsilon}{dz} \right| z = \frac{8Z^2 e^6 \epsilon^2 z}{3d^2 R^2 (mc^2)^4} \quad /12/$$

Заметим, что всюду неявно предполагалась возможность пренебречь "катастрофическими" кулоновскими рассеяниями, нарушающими режим каналирования. В работе /1/ было показано, что соответствующий "катастрофическим" рассеяниям средний пробег

$$\ell \approx 2\epsilon R^2 / Ze^2 \quad /13/$$

Следовательно, /12/ имеет смысл только при  $z < \ell$ . Поэтому для оценки максимально возможных потерь на излучение в формулу /12/ надо подставить  $z \approx \ell$ . Это дает

$$(\Delta\epsilon)_{\max} \approx \left| \frac{d\epsilon}{dz} \right| \ell \approx \frac{16Ze^4 \epsilon^3}{3d^2 (mc^2)^4} \quad /14/$$

Потери на излучение являются основным механизмом энергетических потерь каналирующих электронов\*. В отличие от электронов, позитроны выталкиваются из "трубки" и почти не теряют энергии на излучение. Поэтому в условиях каналирования, кроме указанной в /1/ угловой асимметрии, ожидается также заметная энергетическая асимметрия между электронами и позитронами, образованными соответствующим образом сколламированными  $\gamma$ -квантами высокой энергии в процессе  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ .

3. Обсуждаемому излучению соответствуют довольно высокие частоты. В системе (\*), в которой  $v=0$ , при выполнении условия /5/ его частота  $\Omega^* = \omega^* = \omega \gamma$ . В лабораторной системе частота  $\Omega$  зависит от угла вылета  $\phi^*$  в системе (\*), а именно  $\Omega = \gamma \Omega^* (1 + \frac{v}{c} \cos \phi^*)$ , т.е. по порядку величины

$$\Omega \approx \omega \gamma^2 \quad /15/$$

\* В актах "рядового" кулоновского рассеяния каналирующая частица может передать ядрам "трубки" некоторую кинетическую энергию. Для оценки величины соответствующих потерь энергии будем считать ядра свободными. Тогда  $\left| \frac{d\epsilon}{dz} \right| \approx Z^2 e^4 / 2dM c^2$ , где  $M$  - масса

ядра. Это на несколько порядков меньше радиационных потерь энергии релятивистских электронов. Аналогичная оценка ионизационных потерь энергии показывает, что ими также можно пренебречь.

Для свинца из /15/ следует, что при  $\epsilon \approx 1$  ГэВ частота  $\Omega \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$  \*.

С квантовой точки зрения речь идет об испускании фотонов высокой энергии; следовательно, классическое рассмотрение предполагает условие

$$\hbar \Omega \leq \epsilon. \quad /16/$$

Комбинируя /2/, /5' / и /15/, убеждаемся, что при  $\gamma < \tilde{\gamma}$

$$\hbar \Omega / \epsilon \approx \frac{\hbar}{mcR} \sqrt{\gamma / \tilde{\gamma}} < \frac{\hbar}{mcR} \ll 1, \quad /17/$$

т.е. неравенство /16/ выполнено. Положение меняется при  $\gamma > \tilde{\gamma}$ . Можно показать, что тогда для наиболее

высоких частот  $\hbar \Omega / \epsilon \approx \frac{\hbar}{mcR} \cdot \gamma / \tilde{\gamma}$ , т.е. класси-

ческий подход уместен только при

$$\gamma / \tilde{\gamma} \lesssim \frac{mcR}{\hbar} \approx 10^2. \quad /18/$$

Не нарушается ли режим каналирования из-за отдачи при испускании фотона высокой энергии? Этого не происходит, так как в лабораторной системе фотон вылетает под углом порядка  $1/\gamma$  по отношению к траектории частицы, и его поперечный импульс составляет очень малую долю от полного. В результате оказывается, что при  $\gamma < \tilde{\gamma}$  в обсуждаемом процессе направление

движения частицы изменяется на угол  $\delta \theta \approx \frac{\hbar}{mcR} \cdot \theta_k$ ,

\* Учет дискретности распределения заряда вдоль "трубки" привел бы к появлению дополнительного излучения со значительно большей частотой порядка  $2\pi c \gamma^2 / d$ . Анализ этой части излучения требует, в интересующих нас условиях, квантового описания; можно думать, что соответствующий вклад в общие потери энергии пропорционален не  $\gamma^2$ , а только первой степени лоренц-фактора /8/, и при достаточно больших  $\gamma$  его роль не является определяющей. Обсуждение указанного вопроса проведено А.Г. Бонч-Осмоловским.

т.е.  $\delta \theta / \theta_k \approx \frac{\hbar}{mcR} \ll 1$ . Аналогичный расчет при  $\gamma > \tilde{\gamma}$  дает  $\delta \theta / \theta_k \approx \frac{\hbar}{mcR} \sqrt{\gamma / \tilde{\gamma}}$ , т.е., с учетом /18/,  $\delta \theta / \theta_k < \sqrt{\frac{\hbar}{mcR}} \ll 1$ .

4. Более двадцати лет тому назад в фотозумльсни, экспонированной в стратосфере, был обнаружен необычный электронно-фотонный ливень: по мере его развития число  $e^+e^-$ -пар возрастало в несколько раз быстрее, чем это следовало из каскадной теории для ливня, образованного одним первичным  $\gamma$ -квантом высокой энергии /18/. По мнению авторов /18/, речь шла о процессе одновременной генерации около двух десятков первичных  $\gamma$ -квантов, почти совпадающих по направлению и образующих много обычных каскадных ливней, сливающихся затем в один большой ливень. Вскоре появились сообщения еще о четырех аналогичных событиях /см. /14-16/, а также /18/ и обзор /19/ /.

Возникшая в этой связи дискуссия /20-25/ показала, что элементарные электромагнитные процессы /типа многофотонной аннигиляции или многофотонного тормозного излучения/ не могут обеспечить нужного числа  $\gamma$ -квантов\*. Поэтому в работе /27/ было обращено внимание на важную роль больших флуктуаций в развитии электромагнитного каскада. Вместе с тем авторы указанной работы не считали вопрос окончательно выясненным и не утверждали, что обсуждаемые события действительно объясняются большими флуктуациями обычных в остальных отношениях электронно-фотонных ливней, тем более, что в некоторых случаях соотношение энергий последовательных  $e^+e^-$ -пар явно противоречит такому предположению /следует, правда, иметь в виду, что точность измерений энергии была очень низкой/.

С другой стороны, по крайней мере в одном из описанных событий аномально быстрее размножение проис-

\* Если не принимать во внимание гипотетических процессов генерации пар монополю-антимонуполь и их последующей аннигиляции /26/.

ходит не с самого начала <sup>/14.15/</sup>. Расстояние между первыми двумя  $e^+e^-$ -парами \* составляет, примерно, 27 мм, т.е. примерно совпадает с величиной  $t$ -единицы в фотозмульсии. Вслед за этим появляется компактная группа, содержащая 21  $e^+e^-$ -пару со средним расстоянием между соседями, равным примерно 1 мм /в 30 раз меньше  $t$ -единицы/. Создается впечатление, что здесь не обошлось без совместного образования большого числа  $\gamma$ -квантов и что этот процесс связан каким-то образом со второй  $e^+e^-$ -парой.

5. Мы хотим обратить внимание на возможную связь обсуждаемых аномальных ливней с электромагнитным излучением, возникающим при каналировании электронов. Зерна бромистого серебра, входящие в состав фотозмульсии, являются, как известно, монокристаллами /см. <sup>/28/</sup> стр. 197/, и при соответствующем направлении распространения  $\gamma$ -кванта создаваемая им  $e^+e^-$ -пара содержит электрон, каналирующий внутри ядерной "трубки"; аналогичное явление имеет место, когда электрон, летящий в нужном направлении, генерирует тормозной  $\gamma$ -квант. Для возникновения каналирования требуется также, чтобы энергия была больше критической энергии  $\epsilon_k$ , определяемой в соответствии с формулой /20/ статьи <sup>/1/</sup>, для кристаллов AgBr величина  $\epsilon_k$  не превышает миллиарда электроновольт. Размеры зерен бромистого серебра довольно малы ( $\sim 0,5\mu$ ), однако из /12/ следует, что в рассматриваемых условиях потери энергии могут составлять заметную долю исходной энергии. Поэтому вполне возможно образование нескольких  $\gamma$ -квантов, вылетающих из одного зерна, т.е. практически - из одной точки, причем такое событие не обязательно должно быть связано именно с первой  $e^+e^-$ -парой; типичное для обычного ливня монотонное убывание энергии последовательных  $e^+e^-$ -пар также не является обязательным.

\* Вблизи начала ливня расположена одна  $e^+e^-$ -пара, которая, судя по ее направлению и энергии, является фоновой /случайное наложение/; она не рассматривается.

Вместе с тем следует указать и на существенное затруднение, с которым, возможно, сталкивается приведенная гипотеза о природе аномальных ливней: ожидаемая вероятность их регистрации кажется недостаточной из-за малой величины критического угла и малой интенсивности  $\gamma$ -квантов высокой энергии в космических лучах /см., напр., <sup>/29/</sup>, стр. 330/. Хотя вероятность появления аномальных ливней, вытекающую из опубликованных экспериментов, оценить очень трудно из-за большой неопределенности условий поиска, приходится все же констатировать расхождение на несколько порядков с теоретической оценкой.

Следует, однако, иметь в виду, что последняя, вероятно, повышается, если речь идет о некотором сочетании каналирования с большой флуктуацией в последующем каскадном развитии ливня; критический угол также может существенно превышать величину  $\theta_k$ , фигурирующую в нашей примитивной модели. Кроме того, при подсчете частоты обсуждаемого эффекта следовало бы учитывать зависимость вероятности образования  $e^+e^-$ -пар /или вероятности тормозного излучения/ от направления первичной частицы относительно решетки кристалла /вдоль кристаллографических осей вероятность увеличивается, см. <sup>/8/</sup> и <sup>/30-33/</sup>/. Какую-то роль может играть и упомянутое выше дополнительное высокочастотное излучение, связанное с дискретным распределением заряда вдоль "трубки" /см. примечание к стр.8/.

Можно поэтому думать, что, несмотря на отмеченную неясность, электромагнитное излучение, возникающее при каналировании электронов внутри ядерных "трубок", имеет все же некоторое отношение к аномальным электронно-фотонным ливням. Для окончательного решения указанного вопроса крайне желательны эксперименты на больших ускорителях /см. в этой связи <sup>/19,34,35/</sup>/. Такие эксперименты имеют, конечно, и большое самостоятельное значение.

В заключение выражаю свою благодарность В.Г.Барышевскому, А.Г.Бонч-Осмоловскому, Б.В.Васильеву, С.И.Любомиллову, В.Л.Любошницу и Э.А.Перельштейну за многочисленные консультации и участие в обсуждениях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-10739, Дубна, 1977.
2. Walker R.L. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1970, 25, p.5.
3. Гришаев И.А. и др. УФЖ, 1971, 16, с.1548.
4. Мороховский В.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, с.162.
5. Vorobiev A.A. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1975, 127, p.265.
6. Кумахов М.А. ДАН СССР, 1976, 230, с.1077.
7. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. ДАН СССР, 1976, 231, с.1335.
8. Болдышев В.Ф., Шульга Н.Ф. УФЖ, 1976, 21, с.10.
9. Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1977, 72, с.1489.
10. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Письма в ЖЭТФ, 1977, 3, с.500.
11. Baryshevsky V.G., Dubovskaya I.Ya. *Phys.Lett.*, 1977, 62A, p.45.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., 1962.
13. Schein M. e.a. *Phys.Rev.*, 1974, 95, p.855.
14. Debenedetti A. e.a. *Nuovo Cim.*, 1954, 12, p.954.
15. Debenedetti A. e.a. *Nuovo Cim.*, 1955, 2, p.220.
16. Юрак А. и др. Бюллетень польской академии наук, отдел 3. 1955, т.3, с.367.
17. Barbanti Silva L. e.a. *Nuovo Cimento*, 1956, 3, p.1465.
18. Koshiha M., Kaplan M.F. *Phys.Rev.*, 1955, 100, p.327.
19. Collins G.B. e.a. *Phys. Rev.*, 1973, 8D, p.982.
20. Gupta S.N. *Phys. Rev.*, 1954, 96, p.1453.
21. Corinaldesi E. *Nuovo Cim.*, 1954, 12, p.571.
22. Arnowitz R., Deser S. *Nuovo Cim.*, 1955, 2, p.707.
23. Gupta S.N. *Phys. Rev.*, 1955, 98, p.1502.
24. Gupta S.N. *Phys. Rev.*, 1955, 99, p.1015.
25. Абрикосов А.А. ДАН СССР, 1955, 102, с.915.
26. Ruderman M.A., Zwanziger D. *Phys.Rev.Lett.*, 1969, 22, p.146.
27. Розенталь И.Л. и др. ДАН СССР, 1955, 103, с.581.
28. Ляликов К.С. Теория фотографических процессов. "Искусство", М., 1960.
29. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействие. Атомиздат, М., 1968.
30. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
31. Ахиезер А.И. и др. ЯФ, 1975, 22, с.1185.
32. Ахиезер А.И. и др. УФН, 1976, 21, с.353.
33. Ахиезер А.И. и др. ДАН СССР, 1976, 226, с.295.
34. Burke D.L. e.a. *Phys. Lett.*, 1975, 60B, p.113.
35. Stevens D.M. e.a. *Phys.Rev.*, 1976, 14D, p.2207.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 сентября 1977 года.