

ОСОБЕННОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА КАСКАДА ОТ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ ЧАСТИЦЫ

Г.А.Гусев

Рассмотрены особенности когерентного радиоизлучения Вавилова—Черенкова избытка заряда каскада от элементарной частицы, обусловленные конечным размером трека заряда и его нестационарным поведением вдоль трека. Обсуждено возможное применение эффекта к черенковскому излучению глюонов в процессах взаимодействия адронов при высоких энергиях.

В последнее время обсуждаются возможности создания радиоволнового нейтринного телескопа (РНТ) в Антарктиде [1,2], основанного на предложении Г.А. Аскарьяна [3] регистрировать когерентное радиоизлучение Вавилова—Черенкова отрицательного избытка заряда каскада во льду и факте малого поглощения радиоволн диапазона 100 — 1000 МГц. Простейшая модель при оценке мощности радиоизлучения [1,2] состоит в замене избытка заряда в каскаде постоянным зарядом, пролетающим со скоростью света конечную длину L (во льду $L \approx 5 - 10$ м). Реально картина существенно сложнее. Избыток заряда изменяется вдоль траектории и может испытывать заметные флуктуации. В частности, в связи с предложением [4] использовать радиоизлучение стволов ШАЛ (в комплексе с малой установкой для регистрации ШАЛ) для физической калибровки РНТ очевидно, что при взаимодействии ствола с ледником имеет место переходный эффект, приводящий к всплеску избытка заряда в начале трека в леднике. Это связано с релаксацией электронного сопровождения ствола. В определенных условиях можно было бы ожидать квазиосцилляционного изменения избытка заряда при движении его вдоль трека, например, в слоистой среде. Ниже рассмотрено влияние подобной нестационарности заряда на радиоизлучение Вавилова—Черенкова в дальней волновой зоне.

Рассмотрим электромагнитное излучение на частоте ω для конечного трека L в волновой зоне $R \gg L$ для точечного заряда $q(z) = q_0 (1 + \delta \sin k_1 z) \delta(x) \delta(y) \delta(z - vt)$. Здесь z — продольная координата вдоль трека. Запишем векторный потенциал для осциллирующей части заряда, следуя [5], в виде:

$$A_{\omega} = (\delta v q_0 / 2\pi c) \int_{-L/2}^{L/2} dz' \sin(k_1 z') \exp(i\omega z' / v - i\omega n \cos\theta z' / c) R^{-1} \exp(i\omega n R / c) \quad (1)$$

где R — расстояние до середины трека, n — показатель преломления, θ — угол между R и v , v — скорость заряда. Кроме условия $R \gg L$ требуется $R \gg 2n \sin^2 \theta L^2 / \lambda$ (λ — длина волны в вакууме). Из (1) следует, что амплитуда волны пропорциональна интегралу

$$I = \delta \int_{-L/2}^{L/2} dz' \exp(-ik_1 z' + i\omega z' / v - i\omega n \cos\theta z' / c) = \frac{\delta}{i} \left[\frac{\sin L(\alpha + k_1) / 2}{\alpha + k_1} - \frac{\sin L(\alpha - k_1) / 2}{\alpha - k_1} \right], \quad \alpha = (\omega/v) (1 - n\beta \cos\theta). \quad (2)$$

Видно, что направление максимального излучения (черенковское направление) обычной моды, отвечающей постоянному заряду, расщепилось на два. Теперь в направлении $\theta = \arccos(1/n\beta)$ излучение отсутствует, а в направлениях $\theta = \arccos(1 \mp \lambda/l_1) / \beta n$ ($l_1 = 2\pi/k_1$ — характерная длина осцилляций заряда) поле достигает максимума.

Таким образом, эффект осцилляции заряда привел к расщеплению обычной моды на две—медленную и быструю. Учитывая также и постоянную составляющую заряда, замечаем, что полное излучение представляет собой суперпозицию трех мод, при этом потери энергии на излучение утраиваются, если $\delta=1$. Размытие конусов излучения всех мод одинаково и определяется отношением λ/L . Величина эффекта сдвига конусов излучения определяется отношением λ/l_1 . В частности, при $(1 + \lambda/l_1)/\beta n \geq (1 + \lambda/L)$ быстрая мода исчезает вообще, а при $(1 + \lambda/L) < \lambda/l_1$ исчезает также и медленная мода.

Принципиально новое качество появляется в случае, когда $1 > \beta n$ и отсутствует обычное излучение Вавилова—Черенкова из-за малости скорости заряда v . Излучение медленной моды возможно при любой скорости заряда в диапазоне частот

$$v/l_1 \leq f \leq c/l_1 (1 - \beta n). \quad (3)$$

Например, при $v=c/2$, $n=1,3$, $l_1=1$ м (согласно /3/) полоса частот, в которой излучается медленная мода, оказывается 150—860 МГц, что отвечает диапазону частот, рассматриваемому как возможный для радиоволновых нейтринных телескопов /1,2/.

Рассмотрим произвольное локальное возмущение $f(z)$ на уровне постоянного среднего заряда, разложимое в интеграл Фурье

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \sin kz f(z) dz. \quad (4)$$

Расчет электромагнитного излучения может быть выполнен интегрированием выражения (2) по спектру возмущения $F(k)$. В качестве иллюстрации рассмотрим эффект сильного возмущения типа одного периода, "включенного" в некоторой точке трека $z = \xi_0$, с амплитудой, равной среднему заряду, так что фурье-образ имеет вид:

$$F(k) = \frac{2}{k_1 - k} \left(\sin \left[\frac{k_1 - k}{k_1} \left(\pi + \frac{k_1 \xi_0}{2} \right) \right] - \sin \frac{(k_1 - k) \xi_0}{2} \right) - \frac{2}{k + k_1} \left(\sin \left[\frac{k_1 + k}{k_1} \left(\pi + \frac{k_1 \xi_0}{2} \right) \right] - \sin \frac{(k_1 + k) \xi_0}{2} \right). \quad (5)$$

Вместо выражения (2) получаем интеграл по k :

$$I = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk \left[\frac{\sin(\alpha - k)L/2}{\alpha - k} - \frac{\sin(\alpha + k)L/2}{\alpha + k} \right] \left[\frac{1}{k_1 - k} \left(\sin \left[\frac{k_1 - k}{k_1} \left(\pi + \frac{k_1 \xi_0}{2} \right) \right] - \sin \frac{(k_1 - k) \xi_0}{2} \right) - \frac{1}{k_1 + k} \left(\sin \left[\frac{k_1 + k}{k_1} \left(\pi + \frac{k_1 \xi_0}{2} \right) \right] - \sin \frac{(k_1 + k) \xi_0}{2} \right) \right]. \quad (6)$$

Поскольку спектр падает с ростом k и имеет максимум при $k=k_1$, для оценок ограничимся участком спектра до $2k_1$, где спектральная плотность велика. Для оценки интегралов (6), вследствие знакопостоянства множителей вида $\sin[\xi_0(k - k_1)]/(k - k_1)$, воспользуемся теоремой о среднем. Для интеграла (6) получим оценку:

$$I = (\pi k_1)^{-1} [3\text{Si}(\pi + k_1 \xi_0/2) - 3\text{Si}(k_1 \xi_0/2) + \text{Si}(3k_1 \xi_0/2) - \text{Si} 3(k_1 \xi_0/2 + \pi)] \times \\ \times [\text{Si}[(L/2)(2k_1 - \alpha)] - 2\text{Si}(L\alpha/2) - \text{Si}[(L/2)(2k_1 + \alpha)]], \quad (7)$$

где $\text{Si}(x)$ — интегральный синус. Максимумы в угловом распределении определяются равенствами $\alpha = \pm k_1$ и приходятся на углы $\theta^{\pm} = \arccos(1 \mp \lambda/l_1)/\beta n$, как в монохроматическом случае, а ширина по уровню половины амплитуды определяется значениями $\alpha = 0$ и $\alpha = \pm 2k_1$. Так, для снега с $n=1,3$ угловая ширина медленной моды составляет 33° для "длины возмущения" $l_1 = 2\pi/k_1 = 1$ м и частоты $f = 1000$ МГц при направлении максимального поля 57° . Для сравнения укажем, что угловая ширина обычной моды при $L=5$ м, составляет 10° около направления 39° , так что угловые распределения обычной и расщепленных мод перекрываются. При выбранных выше параметрах оказывается, что направление максимума поля быстрой моды составляет 0° . Максимальные амплитуды быстрой и медленной мод составляют 10-20% от максимальной амплитуды обычного излучения Вавилова—Черенкова.

Отметим, что если $l_1 = L$, то отклонение черенковских конусов расщепленных мод от обычного черенковского конуса невелико и в точности равно их угловой ширине, обусловленной конечностью трека L . При $l_1 \leq \lambda / (\beta n - 1)$ быстрая мода для осцилляторного заряда исчезает, а для импульсного возмущения существует на низком уровне. При $l_1 \leq \lambda$ и медленная мода исчезает, а излучение для импульсного возмущения заполняет весь угловой раствор от 0° до $\pi/2$. Наконец, при $l_1 > L$ говорить о расщеплении обычной моды на две не имеет смысла, так как эффект мал и сводится к уширению углового распределения излучения Вавилова — Черенкова. Рассмотренный эффект, особенно в случае квазипериодического возмущения, когда возникает разложение по гармоникам основной частоты и потому увеличивается число новых мод, можно уподобить дифракционному излучению /6/, когда новые моды возникают из-за пространственной неоднородности среды.

Аналогичный эффект появления новых мод излучения глюонов может иметь место в процессах взаимодействия адронов при очень высоких энергиях, когда возможна интерпретация экспериментов в духе работы /7/. В этом случае квазиосцилляторные возмущения цветного тока кварков могли бы возникать из-за вакуумных флуктуаций или из-за флуктуаций показателя преломления кварк-глюонной плазмы. При этом характерный линейный размер возмущений цветного тока меньше длины конформента, но больше длины волны испускаемых глюонов. Тогда наличие нескольких пиков в гистограмме распределения центров плотных групп частиц по псевдобыстроте в кольцевых событиях в протон-нуклонных соударениях с энергией 400 ГэВ /7/ можно интерпретировать как свидетельство в пользу возможности больших осциллирующих цветного тока.

Автор благодарен Б.М. Бологовскому и И.М. Дремину за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев Г.А., Железных И.М. Письма в ЖЭТФ, **38**, 505 (1983).
2. Гусев Г.А., Железных И.М. УФН, **143**, 499 (1984).
3. Аскарьян Г.А. ЖЭТФ, **41**, 616 (1961).
4. Гусев Г.А. Препринт ИЯИ АН СССР П-0590, М., 1988.
5. Тамм И.Е. Собрание научных трудов, т.1, М., Наука, 1975, с.77.
6. Бологовский Б.М., Воскресенский Г.В. УФН, **88**, 209 (1966).
7. Дремин И.М. ФЭЧАЯ, **18**, 79 (1987).

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 20 июня 1989 г.