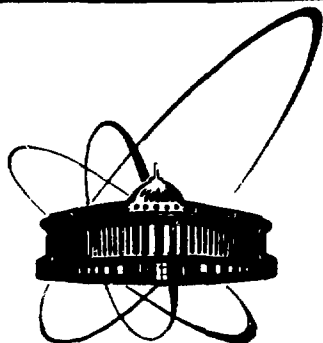


Р1-92-237



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-92-237

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

ОПТИЧЕСКОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ  
В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ И ЕГО СВЯЗЬ  
С ИЗЛУЧЕНИЕМ ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА

Направлено в «Чехословацкий физический журнал»

1992

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вычисление полного числа световых квантов оптического тормозного излучения (ОТИ), испускаемого заряженной частицей, движущейся в прозрачной среде со скоростью выше порога возникновения излучения Вавилова — Черенкова (ИВЧ), представляет трудность в связи с обращением в ноль так называемой «черенковской скобки»  $(1 - \beta n \cos \theta)$  в знаменателе соответствующих формул. Так, например, в [1] при сравнении интенсивностей ОТИ и ИВЧ использовалась следующая формула для углового распределения числа фотонов ОТИ  $N_{n \neq 1}^{\text{Торм}}$  (справедливая в области малых изменений скорости частицы  $\Delta \beta$ ):

$$dN_{n \neq 1}^{\text{Торм}} = \frac{\alpha n}{4\pi^2} \frac{(\Delta \beta)^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^4} \frac{d\omega}{\omega} d\Omega, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $n$  — коэффициент преломления среды,  $\omega$  — круговая частота испускаемого излучения,  $\theta$  — угол наблюдения излучения,  $d\Omega$  — элемент пространственного угла. Для получения полного числа тормозных квантов  $N_{n \neq 1}^{\text{Торм}}$  в соответствии с (1) из углового распределения тормозного излучения необходимо было исключить область углов, приближающихся к характерному черенковскому углу  $\theta_{ch} = \arccos \frac{1}{\beta n}$ , определенную довольно произвольным образом из-за отсутствия четких критериев.

В [2] при рассмотрении движения частицы в неограниченной прозрачной среде и наличия скачка в ее скорости делается заключение о том, что для скоростей  $\beta n > 1$  формула для интенсивности излучения, испускаемого частицей, сводится к известному выражению Тамма — Франка для ИВЧ, возникающего независимо на двух участках траектории (до и после скачка):

$$dN = \frac{\alpha 2vT}{c} \left( 1 - \frac{c^2}{v^2 \epsilon} \right) d\omega, \quad (2)$$

где  $v$  — скорость частицы,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $2T$  — время пролета частицы в среде.

Таким образом, при  $T \rightarrow \infty$  все излучение полностью сводится к ИВЧ, а тормозным излучением, возникшим в результате ускорения заряда в момент скачка скорости частицы, можно пренебречь.

Франк [3] при рассмотрении излучения при равномерном движении заряда по ограниченной траектории и наличии скачка в скорости сделал попытку формального разделения тормозного излучения и ИВЧ путем исключения интервала углов  $\Delta\theta$ , примыкающего к характерному черенковскому углу:

$$\Delta\theta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{R}}, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — длина волны наблюдаемого излучения,  $R$  — расстояние от частицы до точки наблюдения излучения. Однако оба эти излучения в данном случае, по его мнению, строго говоря, неразделимы, так как вблизи черенковского угла одно излучение плавно переходит в другое. Аналогичное высказывание содержится и в работе [4].

Такая ситуация представляется нам весьма странной, поскольку принято считать, что ОТИ и ИВЧ весьма различны по таким своим свойствам, как спектральное распределение энергии, полная интенсивность излучения, зависимость интенсивности излучения от массы частицы, наличие порога, направленность, зависимость угла максимальной интенсивности от энергии частицы и др. (см. [1]). Кроме этого, оба излучения имеют и одно принципиальное различие: тормозное излучение испускается всякий раз, когда частица испытывает ускорение, а излучение Вавилова — Черенкова может испускаться лишь при ее равномерном движении. Так почему же возникают такие трудности с разделением столь различных излучений?

В 1939 г. Тамм [5] рассмотрел следующую задачу: частица, находящаяся в прозрачной среде, из состояния покоя мгновенно ускоряется до скорости  $v$ , затем движется равномерно с этой скоростью в течение конечного промежутка времени  $2T$  и в конце своего пути  $l = 2vT$  мгновенно тормозится до скорости  $v = 0$ . Реально такая задача может быть представлена, на пример, как процесс  $\beta^+$ -распада, происходящий в прозрачной среде (мгновенный старт), с последующей аннигиляцией позитрона (мгновенная остановка) или как процесс  $\beta^-$ -распада с последующим захватом электрона ядром. Излучение, возникающее в указанном выше процессе, согласно работе Тамма [5] описывается формулой:

$$W = \frac{2e^2 \beta^2}{\pi c} \int nJ(\omega) d\omega, \quad J(\omega) = \int_0^\pi q^2(\omega) \sin^3 \theta d\theta, \\ q = \frac{\sin \{\omega t_0 (1 - \beta n \cos \theta)\}}{1 - \beta n \cos \theta}, \quad (4)$$

где  $W$  — полная энергия, излученная зарядом на пути  $l = 2v_0 t_0$ . Формулой (4) обычно пользуются при вычислении интенсивности ИВЧ, испускаемого частицей в радиаторах конечной длины (см. работы [6—9]).

В работе [10] нами была подробно проанализирована формула (4) и было показано, что все излучение, описываемое этой формулой, может быть представлено как результат интерференции двух тормозных излучений, испущенных зарядом при его мгновенном старте и мгновенном торможении, введенных в постановке задачи. Согласно [10] угловое распределение числа фотонов  $N_{n \neq 1}^{Тамм}$  можно записать в виде:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = 4 \left( \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda} \right) \cos^2 \delta, \text{ или} \quad (5)$$

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = - \frac{\alpha n l^2}{\lambda^3} \sin^2 \theta \left( \frac{\sin X}{X} \right)^2, \text{ где}$$

$$\delta = X + \varphi/2; \quad X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta),$$

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda} = - \frac{\alpha n \beta^2}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2}. \quad (6)$$

В формулах (5), (6) введены следующие обозначения:  $\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Торм}}{d\Omega d\lambda}$  — угловое распределение квантов тормозного излучения, испускаемого частицей при мгновенном ускорении: из состояния покоя до скорости  $v$  (или при ее мгновенном торможении от скорости  $v$  до скорости  $v = 0$ );  $\delta$  есть полная разность фаз обоих интерферирующих излучений;  $X$  — разность фаз, возникающая вследствие разности хода обоих излучений;  $\varphi$  — первоначальная разность фаз (в нашем случае  $\varphi = \pi$  из-за разных знаков ускорений в начале и в конце пути частицы);  $v$  — постоянная скорость частицы между моментами мгновенного старта и мгновенной остановки;  $l$  — длина пути, пройденного частицей с постоянной скоростью;  $\lambda$  — длина волны испускаемого излучения;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $n$  — коэффициент преломления среды;  $d\Omega$  — элемент телесного угла.

Таким образом, как это следует из работы [10], частица при своем движении с постоянной скоростью не излучает. Постоянная скорость влияет лишь через фазу на интенсивность результирующего излучения.

В связи с работой [10] нам представляется интересным провести также подобный анализ классической формулы для ОТИ и исследовать его связь с ИВЧ. Этому анализу посвящена данная работа.

## 2. АНАЛИЗ КЛАССИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

Формула для углового распределения интенсивности излучения частицы, движущейся по закону, представленному на рис.1 (частица в момент времени  $t_1 = -T$  из состояния покоя мгновенно ускоряется до скорости  $v_1$ , в момент времени  $t_2 = 0$  мгновенно меняет свою скорость с  $v_1$  на  $v_2$  и в конце своего пути  $l$  в момент времени  $t_3 = +T$  мгновенно тормозится до скорости  $v_2 = 0$ ), с учетом диэлектрических свойств среды была впервые получена в работе Газазяна и др. [11]:

$$dN^{\Gamma\omega} = \frac{\sqrt{\epsilon} \mu^{3/2} e^2}{4\hbar c^3 \pi^2} \omega d\omega \left\{ |\vec{n}, \vec{v}_1| \frac{\text{Sin}^2 \left[ \frac{(\omega - \vec{k}\vec{v}_1)T}{2} \right]}{\left( \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}_1}{2} \right)^2} + \right. \\ \left. + |\vec{n}, \vec{v}_2| \frac{\text{Sin}^2 \left[ \frac{(\omega - \vec{k}\vec{v}_2)T}{2} \right]}{\left( \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}_2}{2} \right)^2} + 2 |\vec{n}, \vec{v}_1| |\vec{n}, \vec{v}_2| \frac{\text{Sin} \left[ \frac{(\omega - \vec{k}\vec{v}_1)T}{2} \right]}{\left( \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}_1}{2} \right)} \times \right. \\ \left. \left\{ \frac{\text{Sin} \left[ \frac{(\omega - \vec{k}\vec{v}_2)T}{2} \right]}{\left( \frac{\omega - \vec{k}\vec{v}_2}{2} \right)} \cdot \text{Cos} \left[ \frac{[(\omega - \vec{k}\vec{v}_1) + (\omega - \vec{k}\vec{v}_2)]T}{2} \right] \right\} d\Omega, \quad (7)$$

где  $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \vec{n}$ ,  $2T$  — время пролета частицы в среде.

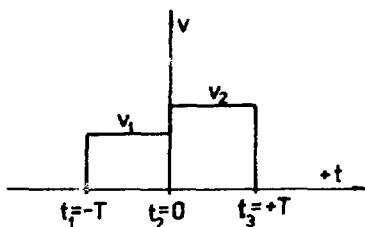


Рис.1. Закон движения в прозрачной среде частицы, испытавшей один акт мгновенного изменения скорости, использованный при выводе формулы для ОГИ

Рассмотрим два частных случая формулы (7):

а) частица в момент времени  $t_2 = 0$  не меняет направления своего движения и происходит лишь изменение скачком абсолютного значения ее скорости с  $|\vec{v}_1|$  на  $|\vec{v}_2|$ . Тогда формулу (7) можно записать в виде ( $\mu = 1$ ):

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{f \alpha \alpha}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \times \\ \times \sin^2 \theta \left\{ \frac{\sin^2 X_1}{X_1^2} + \frac{\sin^2 X_2}{X_2^2} + \frac{2 \sin X_1 \sin X_2}{X_1 X_2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (8)$$

где  $X_1 = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \cos \theta)$ ;  $X_2 = \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \cos \theta)$ ;

б) частица в момент времени  $t_2 = 0$  мгновенно меняет направление своего движения, но сохраняет при этом неизменным абсолютное значение вектора скорости ( $|\vec{v}_1| = |\vec{v}_2| = |\vec{v}|$ ). Тогда

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{f \alpha \alpha}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\sin \theta_1 \sin X_1}{X_1}\right)^2 + \left(\frac{\sin \theta_2 \sin X_2}{X_2}\right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{2 \sin \theta_1 \sin X_1 \sin \theta_2 \sin X_2}{X_1 X_2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (9)$$

где  $X_1 = \frac{\pi l}{2\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta_1)$ ;  $X_2 = \frac{\pi l}{2\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta_2)$ ;  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы между направлением вылета фотона и скоростями  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$  соответственно,  $\beta = v/c$ .

Сравним теперь формулы (8) и (9) с формулой для результирующей интенсивности  $I$  двух интерферирующих волн с неравными амплитудами  $a_1, a_2$  (см. [12]):

$$I \approx A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos \delta, \quad (10)$$

где  $\delta$  — соответствующая разность фаз.

Мы видим, что обе формулы (8) и (9) можно представить как результат интерференции двух волн различных амплитуд  $a_1$  и  $a_2$  ( $a_1 \approx \frac{\sin X_1}{X_1}$  и  $a_2 \approx \frac{\sin X_2}{X_2}$ ) со взаимной разностью фаз  $\delta = X_1 + X_2$ .

Чтобы дать точные выражения для угловых распределений обоих интерферирующих излучений, получим поочередно пределы формулы (8) при  $\beta_2 \rightarrow 0$  и  $\beta_1 \rightarrow 0$ . В первом случае ( $\beta_2 \rightarrow 0$ ) имеем:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{(1)}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \text{Sin}^2\theta \frac{\text{Sin}^2\left(\frac{\pi l(1 - \beta_1 n \text{Cos } \theta)}{2\lambda\beta_1}\right)}{\left(\frac{\pi l(1 - \beta_1 n \text{Cos } \theta)}{2\lambda\beta_1}\right)^2}, \quad (11)$$

а во втором:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{(2)}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{2\lambda}\right)^2 \text{Sin}^2\theta \frac{\text{Sin}^2\left(\frac{\pi l(1 - \beta_2 n \text{Cos } \theta)}{2\lambda\beta_2}\right)}{\left(\frac{\pi l(1 - \beta_2 n \text{Cos } \theta)}{2\lambda\beta_2}\right)^2}. \quad (12)$$

Формулы (11) и (12), как это и должно быть, совпадают с формулой Тамма (4), записанной в новой записи (5), описывающей угловое распределение интенсивности излучения частицы, движущейся со скоростями  $\beta_{1,2}$  на пути, равном  $l/2$ .

Таким образом, формулу (8) можно интерпретировать как результат интерференции двух излучений различных амплитуд, возникающих на первой и второй половине пути частицы, угловое распределение каждого из которых описано своей формулой Тамма. Взаимная разность фаз обоих интерферирующих излучений при этом равна

$$\delta = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \text{Cos } \theta) + \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \text{Cos } \theta). \quad (13)$$

На рис.2 представлен расчет по формуле (8) для случая движения частицы в среде, когда обе скорости  $\beta_1$  и  $\beta_2$  выше порога возникновения ИВЧ ( $\beta_1 n > 1$ ;  $\beta_2 n > 1$ ). В угловом распределении излучения на углах  $\theta_{1,4} = \arccos 1/\beta_1 n$  и  $\theta_{2,4} = \arccos 1/\beta_2 n$  отчетливо видны главные максимумы, вблизи которых можно различить и несколько максимумов высших порядков первичных излучений, возникающих на первой и второй половинах пути и описываемых соответствующими формулами Тамма. Такое четкое выделение обоих главных максимумов возможно лишь благодаря относительно большой разнице в скоростях  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , вследствие чего взаимная разность фаз интерферирующих излучений  $\delta \gg \pi$ . В случае, когда обе скорости мало отличаются друг от друга ( $\delta < \pi$ ), интерференция обоих излу-

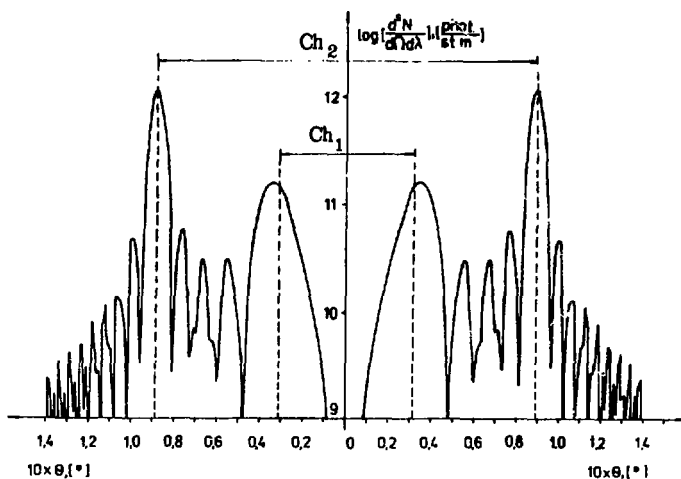


Рис.2. Угловое распределение излучения, возникающего при движении заряженной частицы в прозрачной среде по закону, приведенному на рис.1. Обе скорости частицы:

$(\beta_1 = \frac{v_1}{c}, \beta_2 = \frac{v_2}{c})$  превышают пороговую скорость возникновения ИВЧ:  $\beta_1 = 0,99999395$ ;  $\beta_2 = 0,99999950$ ;  $\Delta\beta = 5,25 \cdot 10^{-7}$ ;  $n$  (воздух) = 1,0000062;  $\lambda = 400$  нм;  $l = 4$  м

чений приводит к сгущиванию главных максимумов и между ними возникает один общий центральный максимум (см. рис.3).

В предельном случае  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  (т.е. когда нет скачка в скорости) возникает излучение, угловое распределение которого описывается формулой Тамма, но для полного пути частицы  $l$ . Действительно, при  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  из (8) получаем:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I_{\text{та}}}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{n\alpha}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \cdot \text{Sin}^2\theta \frac{\text{Sin}^2 X}{X^2}, \quad (14)$$

где

$$X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta n \text{Cos } \theta),$$

т.е.

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I_{\text{та}}}}{d\Omega d\lambda} \equiv \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I_{\text{та.м.м}}}}{d\Omega d\lambda}.$$



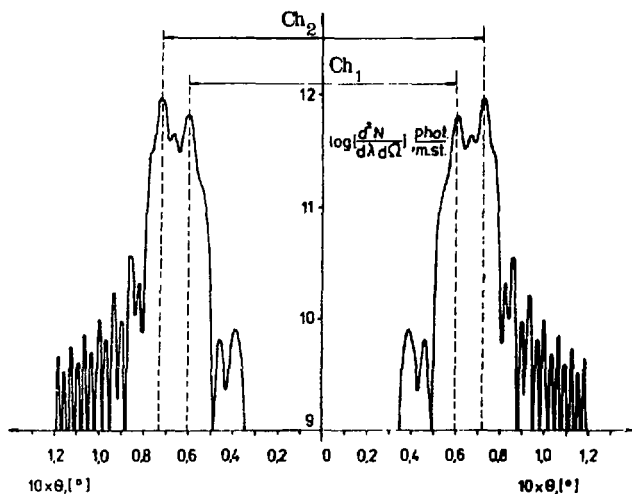


Рис.3. То же, что и на рис.2, но для  $\Delta\beta = 1,317 \cdot 10^{-7}$

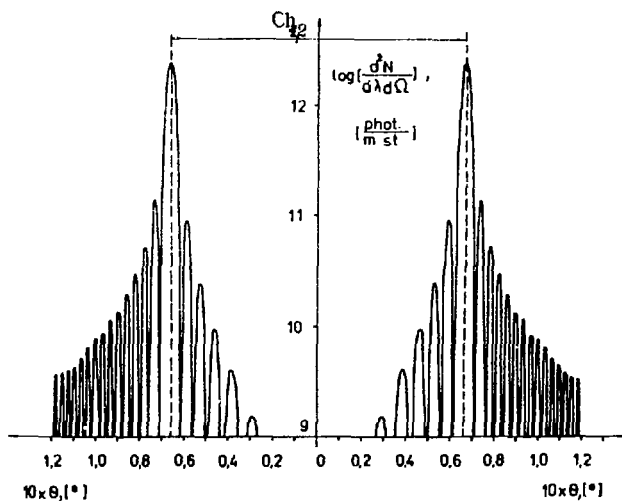


Рис.4. То же, что и на рис.2, для  $\Delta\beta = 0$ . Угловое распределение совпадает с угловым распределением, рассчитанным по формуле Тамма (5)

Расчет по формуле (8) для случая  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  представлен на рис.4.

Угловые распределения излучения, рассчитанные по формуле (9) для случая (б) (частица мгновенно меняет лишь направление своего движения), представлены на рис.5—7. Система координат при расчетах выбрана так, что ось  $Z$  совпадает с биссектрисой угла между скоростями  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$ . Тогда  $\theta_1 = \theta - \Delta\theta$  и  $\theta_2 = \theta + \Delta\theta$ , где  $\Delta\theta = (\chi\vec{v}_1\vec{v}_2)/2$ . На рис.5 представлены результаты расчета углового распределения излучения, возникающего при мгновенном отклонении частицы на угол  $\Delta\theta > \theta_{Ch}$ , где  $\theta_{Ch} = \arccos 1/\beta\eta$  (конусы ИВЧ не пересекаются). На рис.6 представлен случай пересечения конусов ИВЧ, однако главные максимумы в рассматриваемой плоскости еще находятся далеко друг от друга и поэтому они не смешиваются. На рис.7 представлено угловое распределение излучения, возникающего при отклонении частицы на небольшой угол  $\Delta\theta$  (по сравнению с шириной главных максимумов), когда уже происходит смешивание главных интерференционных максимумов. Так же, как и на рис.3, видно, что между главными максимумами возникает один общий центральный максимум. При  $\Delta\theta = 0$  угловое распределение совпадает с угловым распределением, представленным на рис.4, т.е. оно полностью определяется формулой Тамма (5) для длины пути частицы, равной  $l$ .

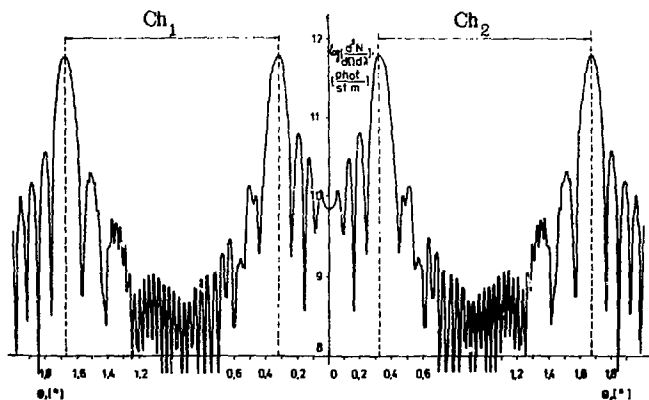


Рис.5. Рассчитанное по формуле (9) угловое распределение излучения, возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы:  $\beta = 0,999994475$ ,  $\eta = 1,0000062$ ,  $l/\lambda = 5 \cdot 10^6$ ,  $\lambda = 400$  нм,  $\Delta\theta = 0,1^\circ$ ,  $\Delta\theta > \theta_{Ch}$ , где  $\theta_{Ch} = \arccos 1/\beta\eta$  (конусы ИВЧ не пересекаются)

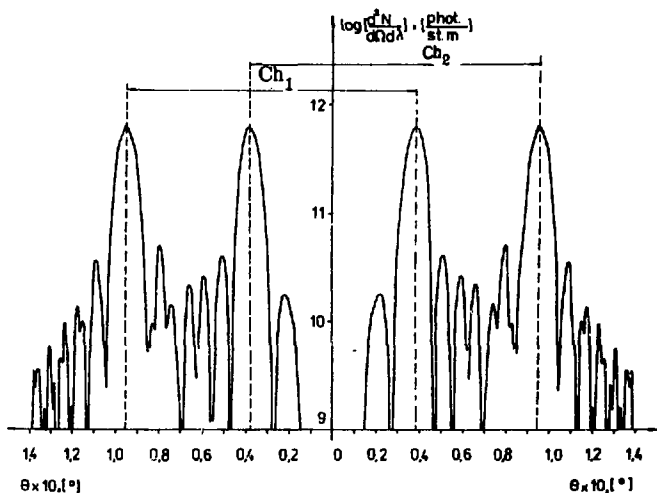


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для  $\Delta\theta = 2,87 \cdot 10^{-2}^\circ$  (конусы ИВЧ пересекаются)

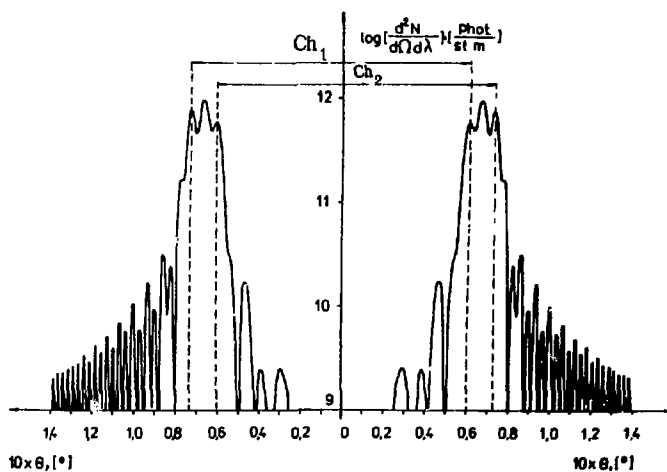


Рис.7. То же, что и на рис.5, но для малого угла отклонения частицы  $\Delta\theta = 5 \cdot 10^{-3}^\circ$  (сравнимого с угловой шириной главных максимумов)

В случае, когда  $l \rightarrow \infty$  и  $\beta_{1,2} n > 1$ , как это было правильно замечено в работе [11], формула (7) сводится к выражению для ИВЧ, возникающего независимо на двух полубесконечных участках траектории частицы. Мы показали теперь, что в общем случае (любые  $l$  и любые  $\beta n$ ) формула (7) сводится к двум формулам Тамма, описывающим излучения на первой и на второй половинах пути, но не взаимно независимые, а интерферирующие. При  $l \rightarrow \infty$  интерференцией обоих первичных излучений можно пренебречь, и полная интенсивность излучения сводится тогда к простой сумме интенсивностей излучений, возникающих на первой и на второй половинах пути (т.е. оба излучения можно в случае  $l \rightarrow \infty$  считать независимыми).

### 3. ПРИБЛИЖЕНИЕ МГНОВЕННЫХ УСКОРЕНИЙ

Как указано выше, в работе [6] формула Тамма полностью объясняется как результат интерференции двух тормозных излучений, возникших при мгновенном старте частицы в начале пути и при ее мгновенной остановке в конце пути. Учитывая изложенное в п.2, формулу Газазяна и др. (7) можно интерпретировать как результат интерференции четырех тормозных излучений, возникших при ускорениях, имеющих место в постановке данной задачи:

1) излучения, возникшего в момент времени  $t_1 = -T$  при мгновенном старте частицы со скоростью  $\vec{v}_1$  (см. рис.1):

$$dN_{\vec{v}_1}^{сmapm} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\Omega d\omega \left( -\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2; \quad (15)$$

2) излучения, возникшего в момент времени  $t_2 = 0$  при мгновенном торможении частицы от скорости  $\vec{v}_1$  до  $\vec{v}_1 = 0$ :

$$dN_{\vec{v}_1}^{осм} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2; \quad (16)$$

3) излучения, возникшего в тот же момент времени  $t_2 = 0$  при мгновенном старте частицы, но с другой скоростью  $\vec{v}_2$ :

$$dN_{\vec{v}_2}^{сmapm} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\mu \sqrt{\epsilon \mu}}{4\pi^2} \frac{\omega}{c^2} d\omega d\Omega \left( -\frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2; \quad (17)$$

4) излучения, возникшего в момент времени  $t_3 = +T$  при мгновенном торможении частицы от скорости  $\vec{v}_2$  до скорости  $\vec{v}_2 = 0$ :

$$dN_{\vec{v}_2}^{осм.} = \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon \mu} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} d\omega d\Omega \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \quad (18)$$

Присутствие всех четырех мгновенных тормозных излучений (15) — (18) в формуле (7) можно наглядно продемонстрировать путем стремления  $T \rightarrow \infty$ , когда интерференция удаленных первичных излучений исчезает. Как было показано в работе [11], при  $T \rightarrow \infty$  формула (7) принимает вид:

$$\begin{aligned} dN^{Гас} = & \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon \mu} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} d\omega d\Omega \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} \right)^2 + \\ & + \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon \mu} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} d\omega d\Omega \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2 + \\ & + \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon \mu} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} d\omega d\Omega \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \end{aligned} \quad (19)$$

Как видим, в формуле (19) первый и третий члены соответствуют излучению, испущенному при мгновенном старте частицы со скоростью  $\vec{v}_1$  в начале пути (см. формулу (16)) и при ее торможении от скорости  $\vec{v}_2$  до состояния покоя в конце пути (см. формулу (18)). В работе [11] излучение, описанное первым и третьим членами формулы (19), называется излучением при «остановках». Именно эти два тормозных излучения из-за большой удаленности точек их испускания не интерферируют и поэтому в результирующем излучении (19) их интенсивности присутствуют в виде простых слагаемых.

Второй член формулы (19) описывает излучение, возникающее при мгновенном изменении скорости частицы с  $\vec{v}_1$  на  $\vec{v}_2$ .

Этот член можно интерпретировать как результат интерференции излучения, испущенного при мгновенном торможении частицы, двигавшейся со скоростью  $\vec{v}_1$ , и излучения, возникшего в тот же момент времени при мгновенном старте частицы, но уже с другой скоростью  $\vec{v}_2$ . При движении частицы в вакууме в случае, когда имеет место мгновенное изменение скорости, как это было показано в [13], амплитуда результирующего излучения равна алгебраической сумме амплитуд при мгновенной остановке частицы с последующим мгновенным вылетом в другом направлении, т.е. имеет место суммирование амплитуд первичных излучений, а не их интенсивностей.

Полную же формулу Газазяна и др. (7) с помощью приведенных выше четырех мгновенных тормозных излучений  $(d^2 N_{n \neq 1}^{Торм} / d\Omega d\lambda)$  можно записать тогда в виде:

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{I_{\text{из}}}}{d\Omega d\lambda} = \left\{ \left[ 4 \left( \frac{d^2 N_1^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_1 \right] + \left[ 4 \left( \frac{d^2 N_2^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_2 \right] + \right. \\ \left. + 2 \left[ 4 \left( \frac{d^2 N_1^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_1 \right]^{1/2} \left[ 4 \left( \frac{d^2 N_2^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} \right) \sin^2 X_2 \right]^{1/2} \cos(X_1 + X_2) \right\}, \quad (20)$$

где

$$\frac{d^2 N_1^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} = - \frac{\alpha \beta_1^2 n}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta_1 n \cos \theta)^2}; \quad X_1 = \frac{\pi l}{2\beta_1 \lambda} (1 - \beta_1 n \cos \theta);$$

$$\frac{d^2 N_2^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} = - \frac{\alpha \beta_2^2 n}{4\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta_2 n \cos \theta)^2}; \quad X_2 = \frac{\pi l}{2\beta_2 \lambda} (1 - \beta_2 n \cos \theta).$$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для вычисления интенсивности тормозного излучения мягких квантов, испускаемых частицей при ее движении в прозрачной среде, обычно пользуются формулой Газазяна и др. (19), причем из нее исключаются первый и третий члены, связанные с тормозным излучением, испущенным в начале и в конце траектории. Формула для углового распределения числа фотонов ОТИ в этом случае принимает вид:

$$\left( \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{\text{Тор.м.}}}{d\Omega d\lambda} \right) = \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} \left( \frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2. \quad (21)$$

Как показано в настоящей работе, исключение тормозных излучений, связанных с концами траектории частицы, возможно лишь в случае, когда длина пути частицы бесконечна ( $l \rightarrow \infty$ ) и когда ее скорость не превышает порог возникновения ИВЧ ( $\beta n < 1$ ). В случае же конечной траектории частицы, при  $\beta n > 1$ , отделение излучений, возникших в начале и в конце пути частицы, от излучения, возникшего при мгновенном изменении скорости частицы, становится принципиально невозможным. Тормозное излучение, испущенное на концах траектории частицы, интерферирует с тормозным излучением, возникшим при изменении скорости частицы с  $\vec{v}_1$  на  $\vec{v}_2$ , в результате чего излучение при  $\beta n > 1$  вследствие такой интерференции приобретает черенковский характер: появляется главный интерференционный

максимум. Поэтому разделение общего углового распределения на излучения типа «черенковского» и типа «тормозного» всегда будет условным. Четкую границу между ИВЧ и ОТИ в этом случае определить нельзя.

Но в таком разделении, по нашему мнению, и нет никакой необходимости, поскольку все излучение, описанное полной формулой (7), как это видно из (20), возникает в результате интерференции одних только тормозных излучений. И если стоять на классической позиции, что ИВЧ — это особое излучение, возникающее при постоянной скорости частицы, то такого излучения в формуле для ОТИ Газазяна и др. (7) нет.

Авторы искренне благодарят проф. Б.М.Болотовского и проф.А.А.Тяпкина за полезные обсуждения данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зрелов В.П. — Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, ч. I. М.: Атомиздат, 1968, с.87.
2. Тер-Микаелян М.Л. — Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд. АН Арм.ССР, 1969, с.135.
3. Франк И.М. — Излучение Вавилова — Черенкова. Вопросы теории. М.: Наука, 1988, с.70.
4. Болотовский Б.М. — Труды ФИАН, М., 1982, т.140, с.95.
5. Тамм I. — J. Phys., 1939, I, p.439.
6. Кобзев А.П., Кравчик А., Рутковский Е. — Препринт ОИЯИ Р14-87-534, Дубна, 1987.
7. Bodek A. et al. — Z. Phys. C, 1983, 18, p.289.
8. Aitken D.K. et al. — Proc. Phys. Soc., 1963, 82, p.710.
9. Zrelov V.P. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, 215, p.141.
10. Зрелов В.П., Ружичка Я. — Препринт ОИЯИ Р2-88-21, Дубна, 1988.
11. Газазян А.Д. и др. — Изв. АН Арм.ССР, 1963, XVI, 2, с.69.
12. Ландсберг Г.С. — Оптика. М.: Наука, 1976, с.66.
13. Бонч-Осмоловский А.Г. и др. — Препринт ОИЯИ Р2-83-157, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1992 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д1,2-86-668	Труды 8 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д3,4,17-86-747	Труды Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
Д2-87-798	Труды 8 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р.55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р.20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р.20 к.
Д17-88-681	Труды Международного совещания "Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости". Дубна, 1988.	1 р.50 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988.	4 р.30 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988.	1 р.10 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988.	1 р.60 к.
Д9-89-52	Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1988 /2 тома/	14 р.35 к.
Д9-89-708	Труды II Международного совещания по циклотронам и их применению. Бехин, ЧССР, 1989.	4 р.00 к.
Д7-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986.	4 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р.10 к.



Д9-89-801	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Дубна, 1988	2 р. 25 к.
Д7-90-142	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1989.	7 р. 00 к.
Р2-90-245	Труды II семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1989.	1 р. 70 к.
Д19-90-457	Труды рабочего совещания по исследованию механизма радиационно-индуцированного мутагенеза и репарации ДНК. Дубна, 1990.	4 р. 00 к.
Д2-90-461	Труды IX Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Дубна, 1990	5 р. 26 к.
Е17-90-472	Труды Международного семинара по высокотемпературной сверхпроводимости Дубна, 1990. /на англ.яз./	2 р. 60 к.
Д13-90-479	Труды Международного совещания "Твердотельные трековые детекторы ядер и их применения". Дубна, 1990.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного  
института ядерных исследований.

Зрелов В.П., Ружичка Я.

P1-92-237

Оптическое тормозное излучение  
релятивистских частиц в прозрачной среде  
и его связь с излучением Вавилова — Черенкова

В работе анализируется классическая формула для интенсивности оптического тормозного излучения (ОТИ), испускаемого заряженной частицей, движущейся в прозрачной среде со скоростью выше порога возникновения излучения Вавилова — Черенкова (ИВЧ). Показано, что черенковские свойства, которые ОТИ приобретает при  $\beta n > 1$ , не связаны с постоянной скоростью частицы. Все свойства ОТИ (в том числе и его черенковский характер) объясняются с помощью интерференции мгновенных тормозных излучений, возникающих при ускорениях частицы, введенных при постановке задачи.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Zrelov V.P., Ružička J.

P1-92-237

Optical Bremsstrahlung of Relativistic Particles  
in a Transparent Medium  
and its Relation to the Vavilov — Cherenkov Radiation

The classical formula for the intensity of the optical bremsstrahlung (OB) emitted by a charged particle moving in a transparent medium with a velocity above the Vavilov — Cherenkov radiation (VChR) threshold is analysed in the paper. The Cherenkov properties acquired by the OB at  $\beta n > 1$  are shown to be independent of the constant velocity of the particles. All OB properties (including its Cherenkov character) are explained using interference of prompt bremsstrahlungs that appear during acceleration of a particle and are introduced in formulation of the problem.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1992

37 коп.

Редактор Е.В.Калиникова. Макет Н.А.Киселевой.

**Набор Л.В.Пахомовой, Е.Н.Воловатовой.**

Подписано в печати 28.10.92.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,28.

Тираж 450. Заказ 45787.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.