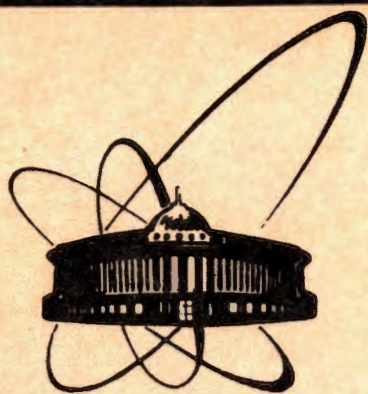


92-233



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-92-233

Я.Ружичка, В.П.Зрелов

**ОПТИЧЕСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ
И ЕГО СВЯЗЬ С ИЗЛУЧЕНИЕМ
ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА**

Направлено в "Чехословацкий физический журнал"

1992

1. ВВЕДЕНИЕ

Сложилось мнение, что оптическое переходное излучение (ОПИ), возникающее на границе двух сред, по своей интенсивности существенно слабее излучения Вавилова-Черенкова (ИВЧ) и поэтому его влиянием в большинстве экспериментов, где оба излучения присутствуют одновременно (например, в пороговых газовых черенковских счетчиках), можно пренебречь. Действительно, как это следует из формул, полученных впервые Гинзбургом и Франком [1], для ОПИ, испускаемого частицей «назад» в вакуум, при ее влете в металл, а также из формул для ОПИ, испускаемого частицей «вперед» в вакуум [2], при ее вылете из металла, полное число фотонов ОПИ, генерируемых этим способом, исключительно мало. В лучшем случае, для частицы с релятивистской скоростью вероятность испускания фотонов будет порядка α (где α — постоянная тонкой структуры), что составляет примерно 1 фотон от 100 частиц, пересекающих границу металл/вакуум.

С другой стороны, ИВЧ, как известно, существенно более вероятный процесс. Например, как приведено в [3], потери на излучение Вавилова — Черенкова электронами с энергией 10 МэВ, в воде на 1 см пути, в диапазоне длин волн от $\lambda_1 = 350$ нм до $\lambda_2 = 700$ нм равны 263 фотонам.

ОПИ существенно отличается от ИВЧ и по своему угловому распределению интенсивности. Для релятивистских частиц ОПИ сосредоточено в узком конусе с углом раствора $1/\gamma$ (где $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\beta = v/c$ — скорость частицы). Это означает, что с нарастанием скорости частицы угол максимальной интенсивности уменьшается, то есть конус ОПИ как бы сжимается вокруг направления движения частицы. Угловое распределение ИВЧ, с другой стороны, подчиняется закону $\cos \theta = 1/\beta n$ (n — коэффициент преломления среды), из которого следует, что с нарастанием скорости частицы угол испускания излучения увеличивается (конус ИВЧ как бы раскрывается), достигая своего предельного значения (при $\beta \rightarrow 1$), составляющего в случае твердотельных радиаторов десятки градусов. ОПИ и ИВЧ существенно различаются также по другим своим характеристикам, например, спектрам.

На рис. 1 приведена фотография кольца ИВЧ, испускаемого электронами с энергией 350 МэВ в воздухе при атмосферном давлении. Эта фотогра-

Физический институт

Специальная коллекция

№ 1000000000

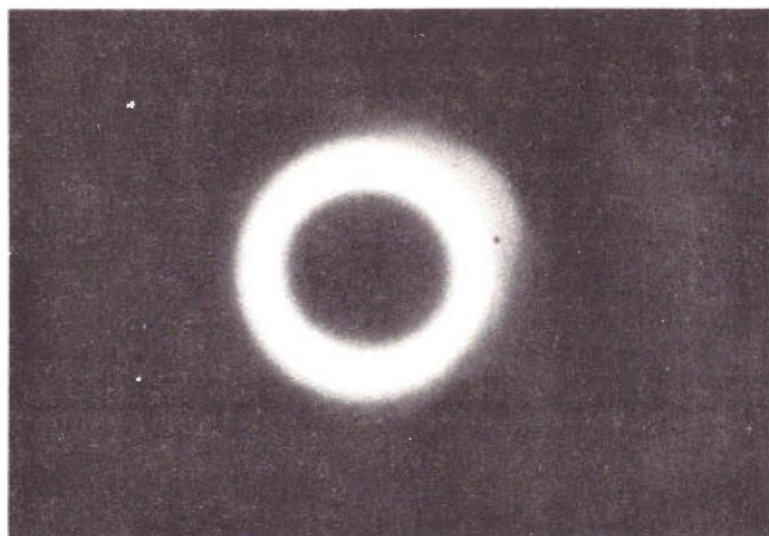


Рис.1. Излучение Вавилова — Черенкова, испускаемое электронами с энергией 350 МэВ в воздухе (длина радиатора 1 м, $p = 1$ атм). (Увеличено в $\sim 7,7$ раза)

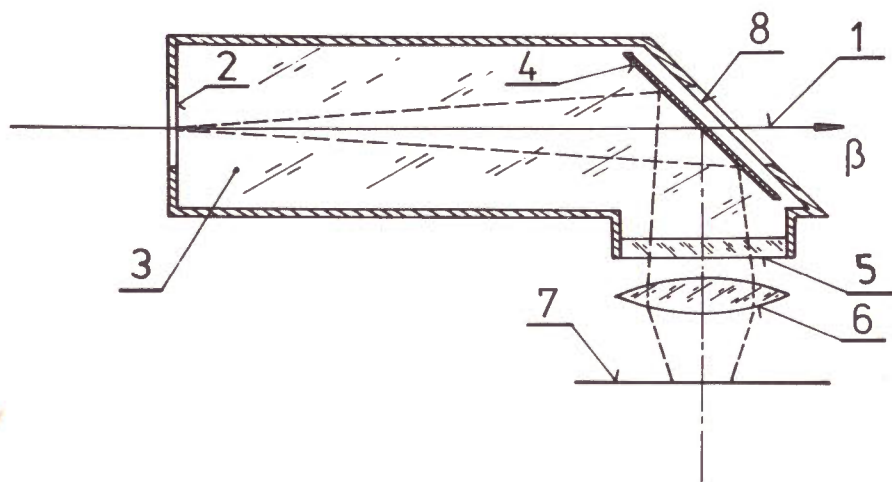


Рис.2. Схема установки для фотографической съемки ИВЧ, испускаемого пучком электронов в газовом радиаторе: 1 — пучок электронов; 2 — входное окно в установку (фольга из Cu); 3 — газовый радиатор ($l = 1$ м); 4 — плоское зеркало (Al, напыленный на стекле); 5 — прозрачное окно из плексигласа; 6 — объектив фотоаппарата, настроенный на бесконечность; 7 — фотопленка; 8 — выходное окно из установки (фольга из Cu)

фия получена в установке, которая отличается от стандартного газового черенковского счетчика лишь тем, что вместо ФЭУ регистрация излучения проводилась с помощью фотоаппарата (см. рис.2). Поскольку в условиях нашего опыта ($\gamma \approx 700$) угол максимальной интенсивности ОПИ, возникающего на входном окне установки (фольга из Cu) и на отражающем зеркале (слой Al, напыленного на стекле), составляет $\approx 0,08^\circ$, а угол ИВЧ в воздухе $\theta_{Ch} \approx 1,33^\circ$, мы ожидали получить в центре кольца ИВЧ изображение ОПИ в виде точки так, как это видно на фотографии (см. рис.3), полученной в условиях вакуума ($p \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ мм Hg).

Расхождение с ожидаемым результатом привело нас к подробному анализу классических формул ОПИ и ИВЧ и предсказываемых ими свойств обоих излучений, в случае наличия границы металл/прозрачная среда при $\beta n \geq 1$ (n — коэффициент преломления прозрачной среды). Результаты проведенного нами анализа приведены в данной работе.

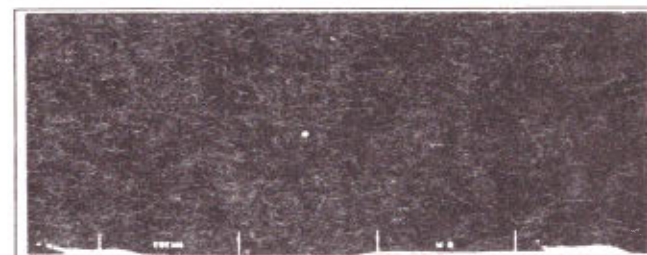


Рис.3. Излучение, испускаемое электронами с энергией 350 МэВ ниже порога ИВЧ. Фотография получена при пониженном давлении газа в установке, приведенной на рис.2 ($p = 0,75$ мм Hg)

2. ОПИ В СЛУЧАЕ НАЛИЧИЯ ОДНОЙ ГРАНИЦЫ

2.1. ОПИ на границе двух прозрачных сред

Формула для числа фотонов ОПИ N_2 , испускаемых в среду с коэффициентом преломления n_2 , при перпендикулярном влете в нее частицы из среды с коэффициентом преломления n_1 , имеет вид:

$$\lambda \frac{d^2 N_{\Omega}^{ОПИ}}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{\alpha \beta^2 n_2 \cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_2}{\pi^2} \times \quad (1)$$

$$\times \left| \frac{(n_1^2 - n_2^2) (1 - \beta \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2} - \beta^2 n_2^2)}{(1 - \beta^2 n_2^2 \cos^2 \theta_2) (1 - \beta \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}) (n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2})} \right|^2,$$

где $\beta = v/c$ — скорость частицы, λ — длина волны наблюдаемого излучения, $d\Omega_2 = \sin \theta_2 d\theta_2 d\varphi$ — элемент телесного угла.

Расчет углового распределения излучения, проведенный по формуле (1), представлен на рис. 4а, 4б. Из них видно, что в случае, когда $\beta n_{1,2} \geq 1$, в угловом распределении интенсивности ОПИ, предсказываемом формулой (1), присутствуют бесконечные максимумы на «черенковских» углах ($\cos \theta_{Ch_2} = 1/\beta n_2$, θ_{Ch_2} — угол ИВЧ, возникающего в среде наблюдения

« n_2 » $\sin \theta_{Ch_1} = (n_1/n_2) \sqrt{1 - (1/\beta n_1)^2}$; θ_{Ch_1} — угол ИВЧ, возникшего в среде « n_1 » и вышедшего через границу в среду наблюдения « n_2 »). По этой причине сравнение формулы (1) с результатами опыта становится невозможным.

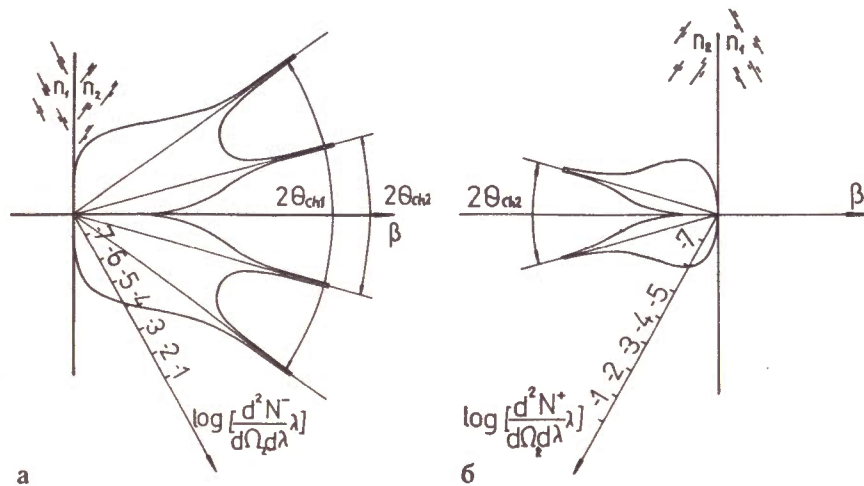


Рис. 4. а) Угловое распределение интенсивности ОПИ⁻, испускаемого «вперед» по направлению скорости частицы, возникающего на границе двух прозрачных сред n_1/n_2 ($\beta = 0.690184$; $n_1 = 1.685083$; $n_2 = 1.5$). б) То же самое, что и на рис. 4а, только для случая ОПИ⁺ (испускаемого «назад» против направления движения частицы)

Интересно отметить, что формулу (1) можно представить и в другом, более наглядном для ее интерпретации виде. Как было показано в работе [4], спектральная плотность энергии переходного излучения частицы (с зарядом e и скоростью v), пересекающей границу между средой с показателем преломления n и вакуумом, при движении по нормали к границе раздела, равна:

$$W(\omega) = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \left| \alpha_1^0 \sin \theta + \alpha_2^0 r'' \sin \theta - \frac{f''}{n} \sin \theta \alpha_3^0 \right|^2. \quad (2)$$

Величины $\alpha_1^0 = \frac{1}{1 - \beta \cos \theta}$; $\alpha_2^0 = \frac{1}{1 + \beta \cos \theta}$ и $\alpha_3^0 = \frac{1}{1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$ в работе [4] названы «коэффициентами когерентности». Величины $r'' = \frac{n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$ и $f'' = \frac{2n \cos \theta}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}$ есть коэффициенты Френеля для отраженных и преломленных волн соответственно.

В нашем случае, перпендикулярного движения частицы через границу двух прозрачных сред, формулу (2) можно представить в виде:

$$\lambda \frac{d^2 N^-}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| (P_{2,r}^- + P_{2,r}^-) - P_1^- \right|^2,$$

$$P_2^- = A_2^- (\theta_2); P_{2,r}^- = A_{2,r}^- (\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}'' (\theta_2); P_1^- = A_1^- (\theta_{1,f}) f_{1,2}'' (\theta_2);$$

$$A_2^- (\theta_2) = \frac{\beta \sin \theta_2}{1 - \beta n_2 \cos \theta_2}; A_{2,r}^- = \frac{\beta \sin \theta_{2,r}}{1 - \beta n_2 \cos \theta_{2,r}}; A_1^- (\theta_{1,f}) = \frac{\beta \sin \theta_{1,f}}{1 - \beta n_1 \cos \theta_{1,f}};$$

$$r_{2,1}'' = \frac{n_1^2 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}'' = \frac{2n_1 n_2 \cos \theta_2}{n_1^2 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_{1,f}; N^- \text{ — число фотонов.} \quad (3)$$

Сравнивая теперь $A_2^- (\theta_2)$, $A_{2,r}^- (\theta_{2,r})$ и $A_1^- (\theta_{1,f})$ с формулой для углового распределения излучения, возникающего при мгновенной остановке (старте) частицы в среде с показателем преломления n :

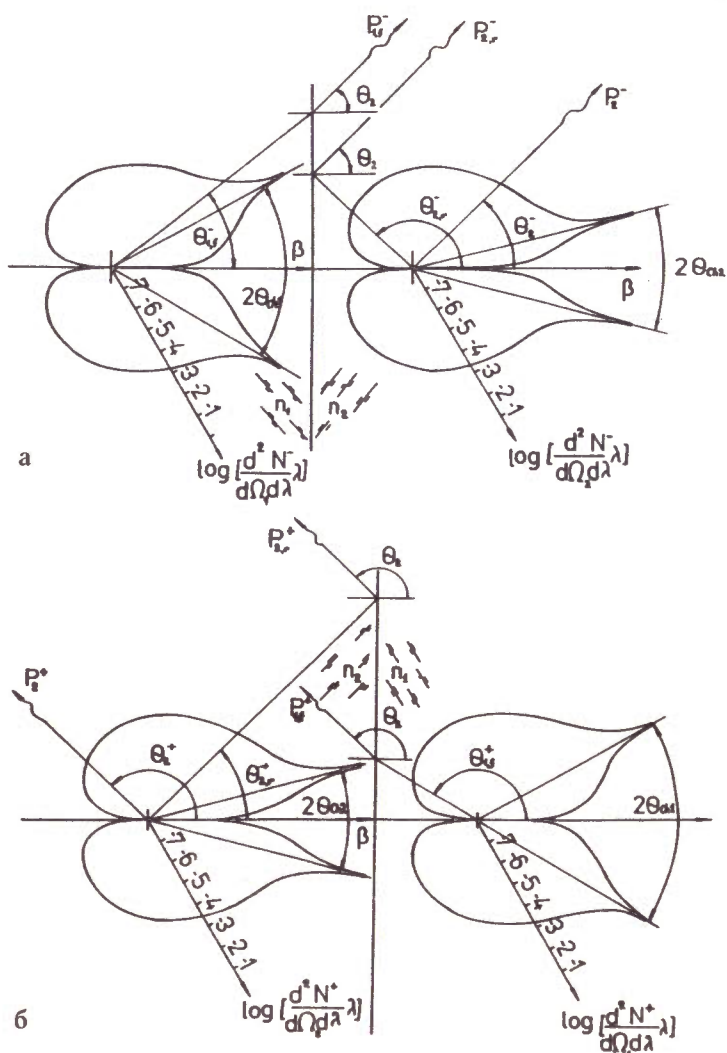


Рис.5. а) Угловые распределения интенсивностей ОТИ⁻, возникающих при мгновенной остановке частицы в среде «*n*₁» и при ее мгновенном старте в среде «*n*₂» с той же скоростью. Величины P_2^- ; $P_{2,r}^-$; $P_{1,f}^-$ схематически изображают отдельные амплитуды прямого, отраженного и преломленного излучений, входящих в состав ОПИ⁻ (β , n_1 , n_2 имеют те же значения, что и на рис. 4а). б) Угловые распределения ОТИ⁺ («назад»), возникающих при мгновенной остановке частицы в среде «*n*₂» и при ее мгновенном старте с той же скоростью, но в среде «*n*₁». Величины P_2^+ , $P_{2,r}^+$, $P_{1,f}^+$ схематически изображают амплитуды прямого, отраженного и преломленного излучений соответственно, входящих в состав ОПИ⁺

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

мы видим, что величины $A(\theta)$ представляют собой амплитуды мгновенных тормозных излучений.

Формула (3) получает, таким образом, следующую наглядную интерпретацию. Величина P_1 в формуле (3) есть амплитуда излучения, испускаемого частицей в среде «*n*₁» при ее мгновенной остановке на границе двух сред n_1/n_2 . $\theta_{1,f}$ есть тот угол, отсчитываемый от направления частицы, для которого излучение после его преломления на границе n_1/n_2 распространяется в среде n_2 под углом наблюдения θ_2 . Сумма $(P_2^- + P_{2,r}^-)$ в формуле (3) представляет собой излучение, возникающее при мгновенном старте частицы с той же скоростью v , но в среде n_2 . Первый ее член P_2^- есть амплитуда излучения, испущенного в направлении угла наблюдения θ_2 . Второй член $P_{2,r}^-$ представляет собой амплитуду излучения, испущенного в направлении угла $\theta_{2,r}$, то есть назад. $\theta_{2,r}$ есть тот угол, отсчитываемый от направления движения частицы, для которого излучение после его отражения от границы n_2/n_1 распространяется под углом наблюдения θ_2 .

Формула (3) в целом представляет интерференцию мгновенных тормозных излучений с амплитудами P_1^- и $(P_2^-; P_{2,r}^-)$, возникающих на границе в момент ее пересечения частицей. Амплитуда P_1^- и амплитуды $(P_2^-; P_{2,r}^-)$ отличаются в знаке вследствие различных знаков ускорений заряда при его остановке и старте.

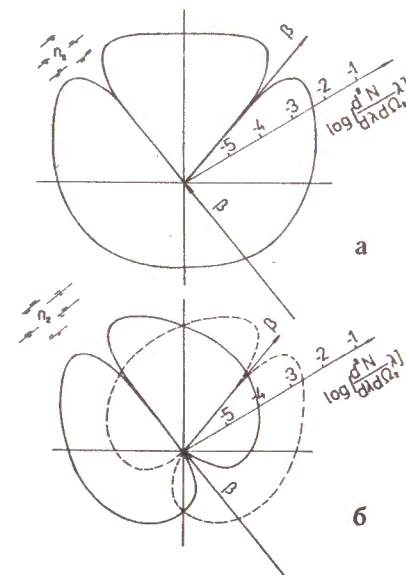


Рис.6. а) Угловые распределения интенсивности ОТИ, возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы на угол $\Delta\theta = 80^\circ$ ($\beta = 0.652174$; $n_2 = 1.5$). б) Отдельные составляющие ОТИ: излучение, возникающее при мгновенной остановке частицы, двигавшейся в первоначальном направлении (сплошная кривая), и излучение, возникающее при мгновенном старте частицы с той же скоростью, но в другом направлении (пунктирная кривая)

Приведенную выше интерпретацию формулы ОПИ для одной границы иллюстрирует рис.5а, 5б.

Аналогичную ситуацию мы имеем в случае оптического тормозного излучения (ОТИ), возникающего при мгновенном изменении направления движения частицы в прозрачной среде. Как это было показано в работе [5], угловое распределение излучения, возникающего в этом случае, имеет вид:

$$\frac{d^2 N_{\text{отпм}}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2 \mu \sqrt{\epsilon \mu} \omega}{\hbar c 4\pi^2 c^2} \left(\frac{|\vec{n}, \vec{v}_1|}{\omega - k\vec{v}_1} - \frac{|\vec{n}, \vec{v}_2|}{\omega - k\vec{v}_2} \right)^2 \quad (5)$$

Формулу (5) можно также интерпретировать как результат интерференции мгновенных тормозных излучений, возникающих при остановке частицы, двигавшейся со скоростью \vec{v}_1 , и ее старте в тот же момент времени, но уже с другой скоростью \vec{v}_2 [6]. Вид угловых распределений ОТИ для случая мгновенного изменения \vec{v} показан на рис. 6а и 6б.

Конечно, из приведенных выше интерпретаций формул (3) и (5) не следует, что частица в действительности производит мгновенные скачки скорости. Однако структура формул такова, что их можно интерпретировать указанным способом с помощью интерференции мгновенных излучений.

2.2. ОПИ на границе металл/прозрачная среда

Формула (3) в этом случае принимает следующий вид:

$$\lambda \frac{d^2 N^-}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| (P_2^- + P_{2,r}^-) - P_1^- \right|^2;$$

$$P_1^- = A_1^-(\theta_{1,f}) f_{1,2}^{\text{II}}(\theta_2); \quad P_2^- = A_2^-(\theta_2); \quad P_{2,r}^- = A_2^-(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}^{\text{II}}(\theta_2);$$

$$A_i^-(\theta) = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_i} \cos \theta}; \quad i = 1, 2;$$

$$r_{2,1}^{\text{II}}(\theta_2) = \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}^{\text{II}}(\theta_2) = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} n_2 \cos \theta_2}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; \quad n_2 \sin \theta_2 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_{1,f};$$

$$\epsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda) + ib_1(\lambda), \quad (6)$$

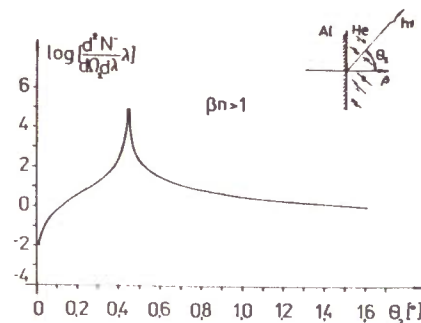


Рис.7. Угловое распределение интенсивности ОПИ⁻, возникающего при пересечении электронами с энергией 350 МэВ границы Al/He ($\beta = 0.9999989373$; $\lambda = 589$ нм; $\epsilon_{\text{Al}}(\lambda) = a(\lambda) + ib(\lambda)$; $a(\lambda) = -26.2288$; $b(\lambda) = -15.3216$; $n_{\text{He}} = 1.00003091$).

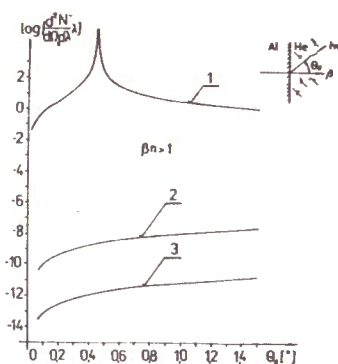


Рис.8. Угловые распределения интенсивности ОТИ, входящих в состав ОПИ⁻, приведенного на рис.7: 1 — прямое излучение (расчет по формуле (9)); 2 — отраженное излучение (расчет по формуле (8)); 3 — преломленное излучение (расчет по формуле (7))

где $a_1(\lambda)$ — реальная и $b_1(\lambda)$ — мнимая части диэлектрической проницаемости металла $\epsilon_1(\lambda)$.

Такая ситуация часто имеет место, например, в газовых черенковских счетчиках, где частица последовательно пролетает: входное окно — обычно из металлической фольги, газовый радиатор и плоское зеркало, отражающее излучение к ФЭУ.

Расчет по формуле (6) для ОПИ «вперед» на границе Al/He для энергии электронов 350 МэВ и для одной длины волны $\lambda = 589,3$ нм приведен на рис.7 и рис.8.

На рис.8 кривая 3 представляет излучение, рассчитанное по формуле:

$$\lambda \frac{d^2 N_{1,f}^-}{d\Omega_2 d\lambda} = - \frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_1^-(\theta_{1,f}) f_{1,2}^{\text{II}}(\theta_2) \right|^2, \quad (7)$$

т.е. возникающее при мгновенной остановке частицы на границе раздела в среде « n_1 » и вышедшее в прозрачную среду « n_2 » под углом θ_2 .

Кривая 2 на рис.8 рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^-}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_{2,r}^-(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2 \quad (8)$$

и описывает излучение, возникающее при мгновенном старте частицы в среде « n_2 », но только ту его часть, которая испускается в направлении к границе раздела, отражается от нее и распространяется под углом наблюдения θ_2 . Кривая 1 рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^-}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_2^-(\theta_2) \right|^2 \quad (9)$$

и описывает излучение, возникающее в среде « n_2 » при мгновенном старте частицы ($\beta n_2 > 1$) и распространяющееся под углом наблюдения θ_2 .

Из сравнения кривых 1, 2 и 3 на рис.8 мы видим, что в нашем случае основным является излучение, описанное формулой (9) и представленное кривой 1 (т.е. мгновенное тормозное излучение, возникающее при старте частицы в прозрачной среде « n_2 »). Излучением, выходящим из металла « ϵ_1 » (кривая 3), так же как и излучением, испускаемым «назад» в среде « n_2 » и отражающимся от границы раздела под углом наблюдения θ_2 , ввиду их незначительного вклада можно пренебречь.

В случае ОПИ «назад», возникающего на границе прозрачная среда/металл (такая ситуация имеет место, например, при вылете частицы из газового черенковского счетчика), формула для углового распределения интенсивности имеет вид:

$$\lambda \frac{d^2 N^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| P_1^+ - (P_2^+ + P_{2,r}^+) \right|^2,$$

$$P_1^+ = A_1^+(\theta_{1,f}) \cdot f_{1,2}^{11}(\theta_2); \quad P_2^+ = A_2^+(\theta_2); \quad P_{2,r}^+ = A_{2,r}^+(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}^{11}(\theta_2);$$

$$A_i^+(\theta) = \frac{-\beta \sin \theta}{1 + \beta \sqrt{\epsilon_i} \cos \theta}; \quad i = 1, 2;$$

$$r_{2,1}^{11}(\theta_2) = \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$f_{1,2}^{11} = \frac{2\sqrt{\epsilon_1} n_2 \cos \theta_2}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}};$$

$$\theta_{2,r} = 180 - \theta_2; \quad n_2 \sin \theta_2 = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_{1,f};$$

$$\epsilon_1(\lambda) = a_1(\lambda) + ib_1(\lambda). \quad (10)$$

Формулу (10) можно получить из (6), заменив β на $-\beta$.

На рис.9 и 10 представлен расчет, проведенный по формуле (10), для тех же параметров ϵ_1 , n_2 , β , λ , что и в случае ОПИ «вперед». Кривая 3 на рис.10 представляет излучение, описанное формулой:

$$\lambda \frac{d^2 N_{1,f}^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_1^+(\theta_{1,f}) f_{1,2}^{11}(\theta_2) \right|^2, \quad (11)$$

т.е. излучение, возникающее в металле при мгновенном старте частицы и вышедшее из него в прозрачную среду « n_2 » через границу ϵ_1/n_2 . Кривая 1 на этом же рисунке рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_2^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_2^+(\theta_2) \right|^2 \quad (12)$$

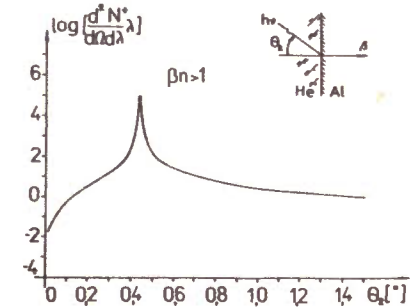
и соответствует излучению, возникающему при мгновенной остановке частицы в среде « n_2 » и распространяющемуся под углом наблюдения θ_2 .

Кривая 2 (рис.10) рассчитана по формуле

$$\lambda \frac{d^2 N_{2,r}^+}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{n_2 \alpha}{4\pi^2} \left| A_{2,r}^+(\theta_{2,r}) \cdot r_{2,1}^{11}(\theta_2) \right|^2, \quad (13)$$

представляет собой излучение, испущенное при мгновенной остановке частицы в среде « n_2 » и распространяющееся после отражения от границы n_2/ϵ_1 в направлении угла наблюдения θ_2 .

Рис.9. То же самое, что и на рис. 7, только для случая ОПИ⁺ (т.е. излучения, испускаемого «назад» в He на границе He/Al)



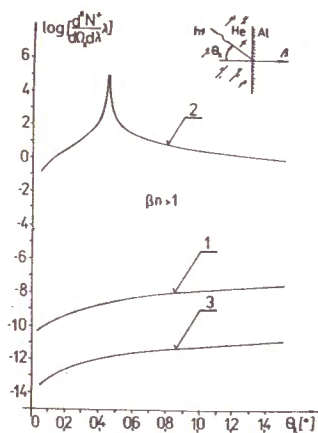


Рис.9. Угловые распределения интенсивности ОТИ, входящих в состав ОПИ⁺, представленного на рис.9. Кривая 1 — прямое излучение (расчет по формуле (12)); 2 — отраженное излучение (расчет по формуле (13)); 3 — преломленное излучение (расчет по формуле (11))

Из сравнения кривых 1, 2 и 3 на рис.10 мы видим, что основным в этом случае является излучение, описанное формулой (13) (т.е. излучение, возникающее при мгновенной остановке частицы в прозрачной среде). Остальными двумя излучениями (кривые 1 и 3) можно пренебречь.

3. ОПИ В СЛУЧАЕ ПРОЛЕТА ЧАСТИЦЫ ЧЕРЕЗ ДВЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА

В случае наличия двух границ раздела, что всегда имеет место в реальном эксперименте, ОПИ, возникающее на первой границе, и ОПИ, возникающее на второй границе, будут взаимно интерферировать, поскольку оба излучения возникают с постоянной разностью фаз $\chi(\beta, l, \theta, \lambda, n)$. Отдельные угловые распределения мгновенных тормозных излучений, входящие в состав обоих ОПИ, иллюстрирует рис.11.

В рассматриваемом выше случае (газовый черенковский счетчик), в ОПИ, испущенном «вперед» на первой границе (металл/прозрачная среда), доминирующим является мгновенное тормозное излучение, возникающее при старте частицы в прозрачной среде. В ОПИ, испущенном «назад» на второй границе, удаленной от первой на расстояние l , преобладающим является мгновенное тормозное излучение, возникающее при остановке частицы в прозрачной среде.

Такая задача — мгновенный старт частицы в прозрачной среде и мгновенная ее остановка в той же среде после пролета расстояния l с постоянной скоростью v — была решена Таммом в работе [7]. Полученная в [7] формула описывает угловое распределение интенсивности излучения частицы при ее движении с постоянной скоростью v в прозрачной среде по конечной траектории l . При $\beta n \geq 1$ и $l \rightarrow \infty$ эта формула, называемая также формулой Тамма, переходит в формулу Тамма — Франка для ИВЧ.

В работе [8] было показано, что формулу Тамма можно также представить в виде интерференции двух мгновенных излучений, возникающих при старте и при остановке частицы, в начале и в конце ее пути:

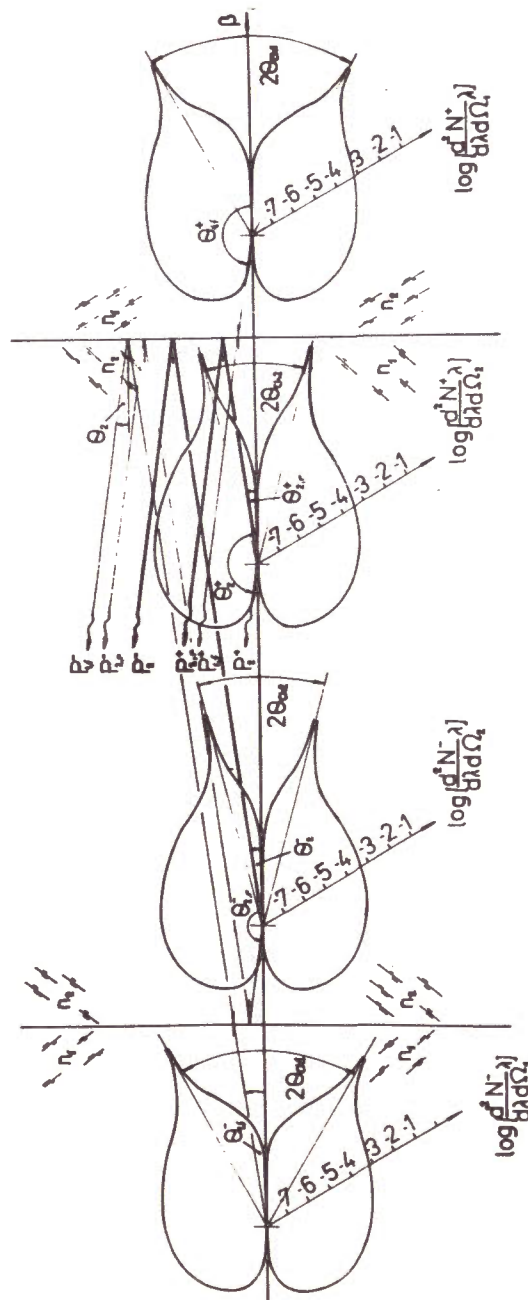


Рис.11. Угловые распределения мгновенных тормозных излучений, входящих в состав ОПИ⁻ и ОПИ⁺ и возникающих при пересечении заряженной частицей двух границ раздела n_1/n_2 и n_2/n_1 . Параметры расчета те же самые, что и на рис. 4а

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = -\frac{\alpha n}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta \left(\frac{\sin X}{X}\right)^2, \quad (14)$$

где $x = (\pi l / \beta \lambda) (1 - \beta n \cos \theta)$ есть взаимная разность фаз обоих интерферирующих тормозных излучений.

Поскольку в рассматриваемом нами случае пролета частицы через две границы раздела — металл/прозрачная среда и прозрачная среда/металл — преобладающими являются два мгновенных тормозных излучения от старта и остановки частицы в прозрачной среде, испускаемые на расстоянии l друг от друга с постоянной разностью фаз, можно ожидать, что в описании результирующего ОПИ от двух границ будет присутствовать формула Тамма (14). Покажем ниже, что это действительно так.

3.1. Интерференция ОПИ, возникающих на двух границах металл/вакуум и вакуум/металл

Явление интерференции двух ОПИ, возникающих при пересечении пучком электронов границ металл/вакуум и вакуум/металл, было впервые обнаружено и экспериментально исследовано в работе [9]. В приведенной работе были получены фотографии интерференционных колец от двух ОПИ, а также проведены измерения этого эффекта, результаты опытов сравнены с предсказанием теории и выдвинуты предложения по использованию интерференционных явлений в ОПИ для диагностики пучков и измерения многократного рассеяния электронов.

Формула для углового распределения энергии излучения, испускаемого на двух параллельных границах, с которой проводились сравнения с экспериментом, получена в [9] в виде:

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = F(\psi, \theta, \omega) \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \left| 1 - e^{-j\phi} \right|^2, \quad (15)$$

где $F(\psi, \theta, \omega)$ — коэффициент Френеля для отраженных волн, $\phi = (2\pi L / \lambda \beta) (1 - \beta \cos \theta)$ — разность фаз интерферирующих излучений, L — расстояние между границами раздела, ψ — угол падения частицы на границу раздела, ω — круговая частота излучения, λ — длина волны излучения, θ — угол наблюдения, β — скорость частицы.

В случае перпендикулярного падения частицы ($\psi = 0$) формулу (15) можно представить в виде:

$$\frac{d^2 N_{n=1}^{интерф}}{d\Omega_2 d\lambda} = -\frac{\alpha \sin^2 \theta_2}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \left[\frac{\sin X}{X}\right]^2 \left| r_{2,1}^{''}(\theta_2) \right|^2, \quad (16)$$

$$\text{где } X = \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta \cos \theta); \quad r_{2,1}^{''}(\theta_2) = \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + \sqrt{\epsilon_1 - \sin^2 \theta_2}}.$$

Приняв в формуле Тамма (14) $n = 1$, мы видим, что

$$\left(\frac{d^2 N_{n=1}^{интерф}}{d\Omega_2 d\lambda}\right) = \left(\frac{d^2 N_{n=1}^{Тамм}}{d\Omega_2 d\lambda}\right) \left| r_{2,1}^{''}(\theta_2) \right|^2. \quad (17)$$

Следует отметить, что результирующая формула (15), описывающая интерференцию двух ОПИ, является приближенной, поскольку использованное в ней выражение для интенсивности ОПИ, испускаемого на одной границе,

$$\frac{d^2 W^{ОПИ}}{d\Omega d\lambda} = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (18)$$

справедливо лишь для ультрарелятивистской частицы и в приближении $|\epsilon| > 1$, когда излучением, выходящим из металла, можно пренебречь. Как было отмечено также в [9], интенсивность ОПИ, возникающего на одной границе, в таком случае совпадает с интенсивностью мгновенного тормозного излучения. Как было показано выше (п.2.2.), приближение в данном эксперименте является оправданным.

3.2. Интерференция ОПИ, возникающих на двух границах металл/прозрачная среда и прозрачная среда/металл

В случае, когда между двумя границами раздела находится прозрачная среда ($n \neq 1$), например, газ, формула (17) для результирующей интенсивности излучения принимает вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{интерф}}{d\Omega_2 d\lambda}\right) &= \left(\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega_2 d\lambda}\right) \left| r_{2,1}^{''}(\theta_2) \right|^2, \\ \frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega_2 d\lambda} &= -\frac{\alpha n}{\lambda} \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \sin^2 \theta \left(\frac{\sin X}{X}\right)^2, \\ X &= \frac{\pi l}{\beta \lambda} (1 - \beta n \cos \theta), \\ r_{2,1}^{''}(\theta_2) &= \frac{\epsilon_1 \cos \theta_2 - n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}{\epsilon_1 \cos \theta_2 + n_2 \sqrt{\epsilon_1 - n_2^2 \sin^2 \theta_2}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Экспериментальные исследования излучения, возникающего в подобном случае, были проведены в работе [10]. В этой работе исследовалось излучение Вавилова — Черенкова в газовом черенковском счетчике, вблизи порога возникновения ИВЧ и ниже него. Было показано, что формула (14) описывает оба излучения — нормальное черенковское излучение и излучение, возникающее ниже порога ИВЧ. Выше порога ИВЧ формула (14) правильно описывает дифракционное уширение черенковского максимума, возникающее вследствие конечной траектории частицы, и интенсивность излучения. Ниже порога ИВЧ формула (14) правильно описывает угловое распределение интенсивности результирующего переходного излучения, возникающего при влете и вылете частицы из счетчика.

К аналогичным заключениям пришли также еще в 1963 г. авторы работы [11]. В этой работе экспериментально исследовалось излучение электронов, возникающее в пороговом черенковском счетчике небольших размеров, в области вблизи порога и ниже него. Было показано, что формула Тамма (14) в случае, когда сильноосциллирующую функцию $(\sin X)^2$ можно заменить на $1/2$, полученное выражение

$$\frac{d^2 N_{n \neq 1}^{Тамм}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha n \beta^2}{2\pi^2 \lambda} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta n \cos \theta)^2}, \quad (20)$$

при $n = 1$, представляет собой удвоенную формулу Гинзбурга — Франка для ОПИ, возникающего на границе идеальный проводник/вакуум. Следовательно, в условиях эксперимента [11] можно записать:

$$\left(\frac{d^2 N_{Тамм}}{d\Omega d\lambda} \right) = 2 \left(\frac{d^2 N_{ОПИ}}{d\Omega d\lambda} \right). \quad (21)$$

Использованное в [11] приближение возможно лишь ниже порога ИВЧ, когда сильноосциллирующую функцию в формуле Тамма $(\sin X)^2$ можно усреднить. В остальных случаях необходимо пользоваться полной формулой Тамма (14), что и было показано в данном эксперименте.

Мы теперь видим, что использованное в работе [11] приближение $(\sin X)^2 \rightarrow 1/2$ сводится фактически к пренебрежению интерференцией излучений, возникающих на входном и выходном окне счетчика, и вследствие этого к суммированию их интенсивностей.

Интерференцией можно пренебрегать всегда, когда взаимная разность фаз интерферирующих источников $X \gg \pi$, что в данном случае имеет место ниже порога ИВЧ. В остальных случаях необходимо пользоваться полной формулой Тамма (14), правильно описывающей эту интерференцию при любых βn .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из приведенного в данной работе анализа, ОПИ, испускаемое заряженной частицей на границе металл/прозрачная среда, при $\beta n \geq 1$ имеет существенно иные характеристики, чем ОПИ, возникающее на границе металл/вакуум (в этой связи см. также работу [12]).

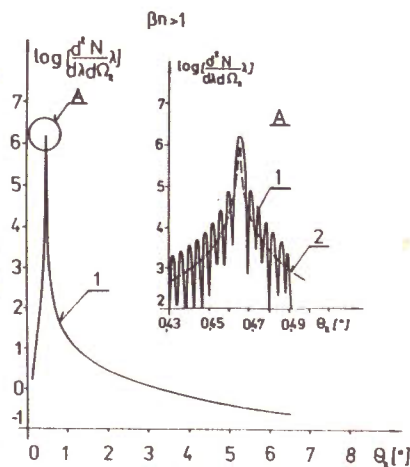
Сказанное имеет место даже в том случае, когда прозрачной средой является газ, несмотря на то, что его коэффициент преломления при атмосферном давлении лишь незначительно отличается от коэффициента преломления вакуума ($n = 1$).

Формула, описывающая угловое распределение интенсивности ОПИ, возникающего на одной границе, содержит при $\beta n \geq 1$ бесконечные максимумы (на черенковских углах), и пользоваться ей без учета интерференции с ОПИ, возникающим на второй границе (всегда присутствующей в реальном эксперименте), нельзя. Причиной необходимости учета интерференции является то, что на угле ИВЧ зона формирования излучения стремится к ∞ . Вторая граница, как бы далеко она ни находилась, всегда будет в пределах зоны формирования.

Интерференция ОПИ, испускаемого «вперед» на границе металл/прозрачная среда, с ОПИ, испускаемым «назад» на границе прозрачная среда/металл, приводит к формуле Тамма, описывающей ИВЧ на конечной траектории частицы. Это имеет место для любых βn (в том числе и для $n = 1$ в вакууме) при условии, что излучением, выходящим из металла через границу раздела в прозрачную среду, можно пренебречь.

В случаях, когда излучением, проходящим через границу в среду наблюдения, пренебрегать нельзя (например, когда вторая среда является тоже прозрачной), взаимная интерференция обоих ОПИ, испущенных на первой и на второй границах, является более сложной (см. [13, 14]). Однако

Рис. 12. Расчет углового распределения ИВЧ, возникающего при пролете через газовый радиатор (He) длиной 1,1 м электрона с энергией 350 МэВ ($\beta = 0.9999989373$; $n_{He} = 1.000034019$; $\lambda = 589.3$ нм): 1 — сглаженная кривая (по вершинам максимумов в угловом распределении, рассчитанном по формуле Тамма (14), см. вид А); 2 — угловое распределение ОПИ, рассчитанное по формуле (6), для границы Al/He ($\epsilon_{Al} = a + ib$; $a = -26.2288$; $b = -15.3216$)



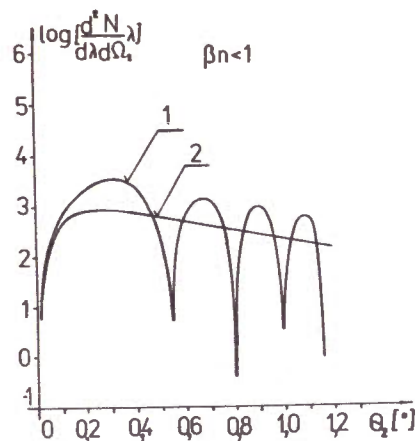


Рис.13. То же самое, что на рис. 12 при $\beta n_{He} < 1$.
 $(\beta = 0.999998473; n_{He} = 1.000000964; \rho_{He} =$
 $= 23.07 \text{ мм Нг}; t_{He} = 28^\circ\text{C})$

в результирующем излучении, описывающем эту интерференцию, ИВЧ, выражаемое формулой Тамма, также содержится в явном виде.

В работе дана также наглядная интерпретация ОПИ с помощью мгновенных тормозных излучений. ОПИ, возникающее на одной границе, можно представить как результат интерференции двух мгновенных тормозных излучений, возникающих при остановке частицы на границе в одной

среде и ее мгновенном старте с той же скоростью v , но в другой среде.

Излучение, возникающее в случае наличия двух границ раздела, можно интерпретировать как взаимную интерференцию четырех мгновенных тормозных излучений:

1. излучения от мгновенной остановки частицы на первой границе в первой среде;
2. излучения от мгновенного старта частицы на первой границе, но во второй среде;
3. излучения от мгновенной остановки частицы на второй границе в той же второй среде;
4. излучения от старта частицы на второй границе, в последней — третьей среде.

Когда тормозным излучением, возникающим при мгновенной остановке частицы в первой среде и при ее мгновенном старте в третьей среде, можно пренебречь, оба оставшихся тормозных излучения — возникающее при старте и остановке частицы в той же прозрачной среде между обеими границами, вследствие взаимной интерференции приводят к формуле Тамма для ИВЧ.

Рассмотренный нами во введении этой работы парадоксальный случай — отсутствие изображения ОПИ в виде точки — можно теперь легко объяснить. В действительности, оба излучения, фотографии которых приведены на рис. 1 и 3, можно описать той же формулой Тамма (14). В первом случае мы имеем вышепороговую скорость частицы $\beta n > 1$ и наблюдаем обыкновенное кольцо ИВЧ. Во втором случае наблюдаем излучение, предсказываемое формулой Тамма ниже порога ИВЧ. Угловые распределения излучений, рассчитанные по формуле Тамма для этих двух случаев, приве-

дены на рис.12 и 13. Из рис.12 видно, что в центре кольца ИВЧ не должно быть точечного изображения ОПИ. Из рис.13 видно, что в условиях вакуума, при которых была получена фотография ($\beta n < 1$), формула Тамма правильно описывает положение максимума интенсивности углового распределения ОПИ, ожидаемого нами на угле $1/\gamma$.

Авторы выражают благодарность проф. Б.М.Болотовскому и проф. А.А.Тяпкину за полезные обсуждения данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л., Франк И.М. — ЖЭТФ, 1963, 16, с.15.
2. Тер-Микаелян М.Л. — Известия АН Арм.ССР, серия физическая, 1964, т.12, N 4, с.141.
3. Зрелов В.П. — Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. — М.: Атомиздат, 1968, с.123.
4. Frank I.M. — Acta Physics Polonica A38, 1970, 655.
5. Газазян А.Д. и др. — Известия АН Арм.ССР, XVI, 1963, N 2, с.69.
6. Zrelov V.P., Ružička J. — Czech. J. Phys. B42, 1992, N 1, p.45.
7. Tamm I.E. — J. Phys. USSR, 1939, 1, p.439.
8. Zrelov V.P., Ružička J. — Czech. J. Phys. B39, 1989, p.368.
9. Wartski L. et al. — J. Appl. Phys., 1975, 46, N 8, p.3644.
10. Bodek A. et al. — Z. Phys. C18, 1983, p.741.
11. Aitken D.K. et al. — Proc. Phys. Soc., 1963, 82, p.710.
12. Zrelov V.P., Ružička J. — NIM 160, 1979, p.327.
13. Пафомов В.Е. — Труды ФИАН СССР, 1963, 44, с.90.
14. Zrelov V.P., Lupiltsev V.P., Ružička J. — NIM A270, 1988, p.62.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1992 года.