

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



K-533

P14 - 11688

4707/2-78

А.П.Кобзев, В.Е.Пафомов, И.М.Франк

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА,
ВОЗБУЖДАЕМОГО В СЛЮДЕ ЭЛЕКТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 170-250 КЭВ

1978

P14 - 11688

А.П.Кобзев, В.Е.Пафомов*, И.М.Франк

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА,
ВОЗБУЖДАЕМОГО В СЛЮДЕ ЭЛЕКТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 170-250 КЭВ

Направлено в ЯФ



* Институт ядерных исследований АН СССР.

Кобзев А.П., Пафомов В.Е., Франк И.М.

P14 - 11688

Угловые распределения излучения Вавилова-Черенкова, возбуждаемого в слюде электронами с энергией 170-250 кэВ

Измерены угловые распределения излучения с длиной волны 4000 \AA . возбуждаемого электронами с энергией 170, 210, 250 кэВ в слюдяных мишенях толщиной 4,1 и 7,7 мкм. Полуширина угловых распределений на обеих мишенях составляла около 25° , а дифракционная полуширина - соответственно 18 и 9° . Получены формулы, позволяющие учесть влияние многократного рассеяния электронов в прозрачном диэлектрике на угловое распределение и поляризацию излучения Вавилова-Черенкова. Сравнение экспериментальных результатов с рассчитанными без учета и с учетом многократного рассеяния показывает существенную роль последнего в формировании излучения.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kobzev A.P., Pafomov W.E., Frank I.M.

P14 - 11688

Angular Distributions of Vavilov-Cerenkov Radiation Induced by 170-250 keV Electrons

Angular distributions of 4000 \AA radiation induced by 170, 210, 250 keV electrons in mica targets 4.1 and 7.7 mkm thick were measured. Formulae have been obtained which allow to take into account the influence of the multiple scattering of electrons in a clear dielectric on the angular distribution and polarization of Vavilov-Cerenkov radiation. A comparison of experimental results with calculated ones both with and without taking into account the multiple scattering shows a significant role of the multiple scattering in the formation of radiation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее характерным свойством излучения Вавилова-Черенкова (излучение $\dot{C}-W$) является его направленность под углом θ_0 к скорости движущегося заряда. Очевидно, что эта особенность проявляется как результат когерентного сложения волн, последовательно возникающих в каждой из точек траектории в момент прохождения через нее частицы.

Как из простых качественных соображений, основанных на использовании принципов Гюйгенса, так и из количественной теории следует, что при равномерном движении частицы на прямолинейном участке траектории неограниченной длины излучение наблюдается только под углом

$$\theta_0 = \arccos(1/\beta n), \quad (1)$$

где n - показатель преломления среды, β - скорость частицы в единицах скорости света. Во всех других направлениях излучение гасится в результате интерференции.

Очевидно также, что если длина прямолинейного участка траектории, на котором частица движется равномерно, так или иначе ограничена (например, ограничена толщина радиатора), то острая направленность излучения должна исчезать. Для очень тонкого радиатора существенно также наличие границ, на которых возникает принципиально не отделимое от излучения $\dot{C}-W$ переходное излучение. Такой случай подробно

анализируется в работе^{/1/} на примере слюдяной пластинки толщиной 1,04 мкм. Отмечены следующие характерные особенности:

а) нет порога, присущего излучению C-W , что естественно, если принять во внимание переходное излучение на обеих границах;

б) полуширина угловых распределений доходит до $30-40^\circ$ при энергии электронов от 140 до 250 кэВ;

в) положение максимума в угловом распределении отличается от (1).

Вместе с тем результаты хорошо согласуются с выводами теории излучения частицы в тонкой пластинке^{/2/}. С увеличением толщины радиатора картина должна приближаться к ожидаемой по элементарной теории.

Однако это верно лишь при условии, что ни многократное рассеяние, ни ионизационные и радиационные потери энергии не нарушают прямолинейности и равномерности движения. Это условие гораздо в большей степени выполняется для протонов, чем для электронов. Так, в работах^{/3,4/} достигнута наилучшая направленность излучения: ± 14 и ± 17 угловых минут для протонов с энергией 340 и 658 МэВ соответственно. Эксперименты были поставлены специально для точного измерения энергии протонов по углу Θ_0 из (1).

По-видимому, наиболее острая направленность может быть достигнута в газовых черенковских счетчиках, поскольку длины их достаточно велики, а потерями энергии и рассеянием релятивистских частиц в сжатом газе можно пренебречь.

Гораздо сложнее дело обстоит в случае возбуждения излучения C-W электронами сравнительно небольших энергий в твердом или жидком радиаторе. В опытах П.А.Черенкова с комптоновскими электронами γ -лучей радия, в которых впервые экспериментально проверялась зависимость (1), пучок электронов имел заметное угловое размытие и, кроме того, электроны рассеивались в жидкости.

Значительно лучше условия опыта были в работах^{/5,6/}, где излучение C-W возбуждалось в тонких мишенях

хорошо сфокусированным пучком электронов, получаемых в ускорителе. В работе^{/5/} мишени толщиной 20 мкм из слюды и целлофана и толщиной 60 мкм из стекла бомбардировались пучком электронов с энергией 1,9 МэВ, падающим под углом 45° к поверхности мишени. С точностью 1° экспериментальные результаты согласовались с зависимостью (1) для трех сред с различными показателями преломления. В работе^{/8/} мишень из слюды была наклонена под углом 20° к пучку электронов, энергия которых изменялась в пределах 240-815 кэВ. Использовались мишени толщиной 1,25 и 25 мкм. Авторы отмечают согласие экспериментальных результатов для максимума излучения с расчетной величиной (1) с точностью не хуже 1° во всем исследованном диапазоне энергии электронов за исключением малых энергий. Угловые распределения имеют, однако, заметную ширину, что авторы объясняют несовершенством методики. Указывается и на возможную роль многократного рассеяния электронов.

Как показано в работе^{/1/}, результаты, полученные на мишени толщиной 1,25 мкм, не могут претендовать на подтверждение зависимости (1), поскольку при такой толщине радиатора излучение еще не приобретает острой направленности.

В нашей работе измерены угловые распределения излучения с длинами волн 4000 и 6000 Å, возбуждаемого в слюдяных мишенях толщиной 4,1 и 7,7 мкм. Пучок электронов с энергией 170, 210 и 250 кэВ во всех случаях падал нормально к поверхности мишени. Показано, что многократное рассеяние, в самом деле, оказывает существенное влияние на угловое распределение излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Угловые распределения были измерены с помощью установки, подробно описанной в работе^{/7/}. Пучок электронов от ускорителя КГ-300 отклонялся на угол 30° с целью предотвратить попадание света от накален-

ного катода источника электронов в систему регистрации излучения. На входе в камеру (рис. 1) из непрерывного пучка электронов формировались импульсы с помощью диафрагмы диаметром 1,2 мм и пары

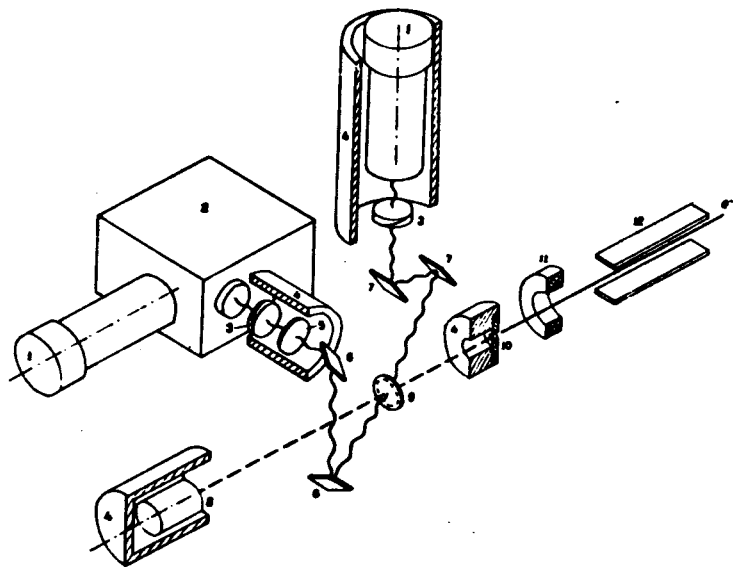


Рис. 1. Схема камеры. 1 - фотоумножитель, 2 - монохроматор, 3 - поляризатор, 4 - свинцовая защита, 5 - кварцевая линза, 6 - вращающееся зеркало, 7 - неподвижное зеркало, 8 - токоприемник, 9 - мишень, 10 - диафрагма, 11 - магнитная электронная линза, 12 - отклоняющие пластины.

отклоняющих пластин, на которые подавалось синусоидальное напряжение частотой 5 МГц. Таким образом, излучение на мишени возбуждалось импульсами электронов длительностью 2-4 нс.

Угол наблюдения изменялся путем поворота пары жестко связанных между собой зеркал вокруг оси, перпендикулярной плоскости наблюдения и проходящей через точку пересечения пучком мишени. При этом излучение, испущенное мишенью под углом наблюдения, после отражения его от первого зеркала выводилось из плоскости наблюдения под углом 2α (нормаль к поверхности первого зеркала образует с плоскостью наблюдения угол α). Второе зеркало, расположенное на оси вращения под углом ϕ к ней, направляло излучение вдоль оси вращения, совмещенной с оптической осью входного коллиматорного объектива монохроматора. (Углы α и ϕ связаны соотношением $\phi = 45 + \alpha$). В результате возникла возможность регистрировать угловые распределения узких участков спектра, выделяемых монохроматором ($\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$), без его перемещения.

Перед входной щелью монохроматора находились также анализатор поляризации и фокусирующая линза.

Излучение мишени регистрировалось одновременно в двух каналах, соответствующих двум углам наблюдений. В мониторингном канале излучение выводилось на фотоумножитель с помощью двух неподвижных зеркал. Фотоумножители типа 56 DUV/03 в спектрометрическом и мониторингном каналах работали в режиме счета фотонов. Электронная аппаратура в обоих каналах была одинакова и состояла из типовых блоков, разработанных в ОИЯИ (рис. 2).

Импульсы с анода ФЭУ после усиления и формирования поступали на "старт" время-амплитудного преобразователя. Для запуска канала "стоп" формировались импульсы из синусоидального напряжения, вырабатываемого генератором формирователя импульсов электронов. При этом канал "стоп" не перегружался периодическими импульсами, поскольку "стоповые" импульсы пропускались блокирующей схемой только после появления импульса в канале "старт". Полученный таким образом временной спектр показывал статистически усредненную зависимость задержки испускаемых мишенью фотонов относительно момента попадания

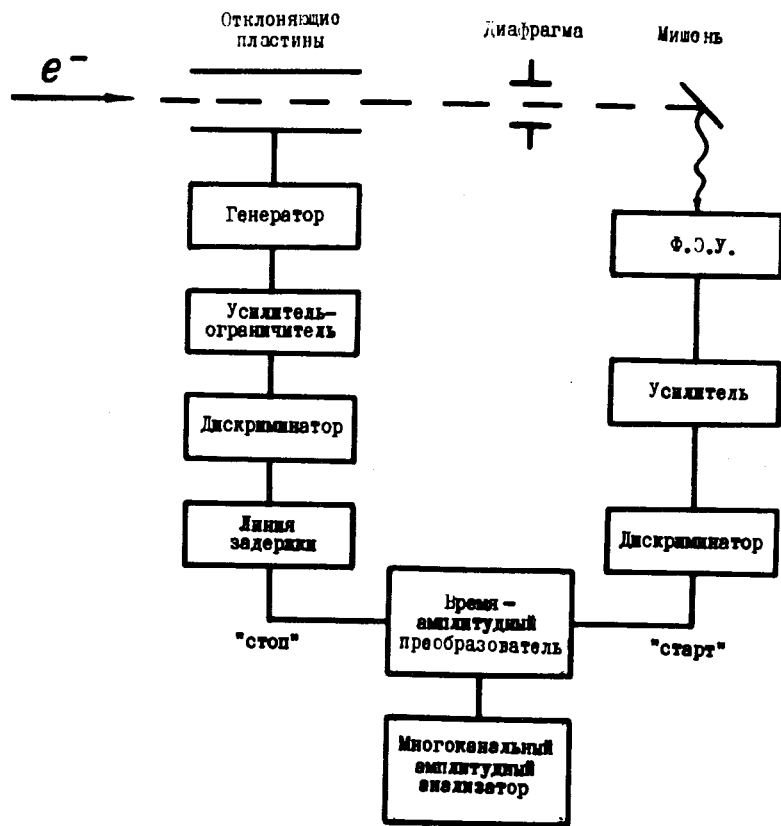


Рис.2. Блок-схема канала регистрации излучения.

на мишень импульса электронов. В результате осуществлялось разделение высвечивающегося практически мгновенно (10^{-14} с) излучения C-W и люминесценции с большой длительностью высвечивания на основании критерия длительности, содержащегося в самом определении люминесценции ^{8/}.

Наличие многочисленных отражающих и преломляющих поверхностей на пути света в спектрометрическом канале обусловило появление собственных поляризацион-

ных характеристик установки. В связи с этим с помощью накаливаемой вольфрамовой нити, помещенной в центр камеры на место мишени, были измерены зависимости относительной чувствительности установки от угла наблюдения для двух направлений поляризации и длин волн 4000 и 5000 Å. Излучение тела цилиндрической формы считалось неполяризованным и изотропным по азимуту.

Несовершенство юстировки оптической системы в спектрометрическом канале привело к появлению зависимости длины волны наблюдаемого излучения от угла наблюдения. С помощью ртутной лампы были выполнены калибровочные измерения, позволяющие внести необходимые поправки.

В качестве мишени использовались приготовленные путем расщепления пластинки слюды. Толщина их измерялась по потерям энергий α -частиц. Слюда, как известно, имеет структуру двухосного кристалла и характеризуется главными показателями преломления $n_1 = 1,56$; $n_2 = 1,59$; $n_3 = 1,60$ ^{9/}. Причем показатель преломления равен n_1 в направлении, близком к нормали к плоскости спайности. В эксперименте пучок всегда падал перпендикулярно поверхности мишени. Были выполнены две серии измерений при двух положениях мишени, когда плоскость наблюдения совпадала с двумя главными сечениями ($n_1 n_2$ и $n_1 n_3$) оптической индикатрисы. С точностью $\pm 1^\circ$ положения максимумов в обоих случаях совпадали. Это легко понять: поскольку угол излучения C-W в слюде при всех энергиях электронов невелик, излучение формируется вблизи направления, где показатель преломления равен n_1 . По этой же причине в расчетах по формулам (4) и (5), строго говоря, справедливым для изотропных диэлектриков, мы использовали показатель преломления $n = 1,56$.

Анизотропия слюды не сказывалась и на поляризационных характеристиках, поскольку излучение всегда наблюдалось под углом к поверхности мишени и при преломлении его на границе слюда - вакуум плоскости поляризации обоих необыкновенных лучей поворачивались, приближаясь к плоскости наблюдения. В резуль-

тате излучение оказывалось поляризованным так же, как и в изотропной среде (электрический вектор - в плоскости наблюдения).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3.4 показаны угловые распределения излучения $\dot{C}-W$ для длины волны 4000 \AA и толщин слюдяных мишеней 4,1 и 7,7 мкм при трех энергиях электронов (для длины волны 5000 \AA результаты аналогичны).

В идеальном случае равномерного и прямолинейного движения электронов следует ожидать сужения углового распределения при увеличении толщины мишени. Поэтому интересно сравнить полученные здесь результаты с тем, что наблюдалось в^{1/} при толщине мишени 1,04 мкм.

В таблице для различных толщин мишени и энергии

Таблица

а, мкм	$\Delta\theta$, град.	$\Delta\theta'$, град.
1,04	39	39
4,1	24	16
7,7	28	9

250 кэВ приведены: полуширина углового распределения, измеренная экспериментально, $\Delta\theta$, и дифракционная полуширина, рассчитанная для идеального случая отсутствия рассеяния, $\Delta\theta'$. При толщине 4,1 мкм $\Delta\theta$ заметно меньше, чем при 1,04 мкм, а при 7,7 мкм экспериментально измеренная полуширина вновь несколько возрастает. Если для мишени толщиной 1,04 мкм $\Delta\theta$

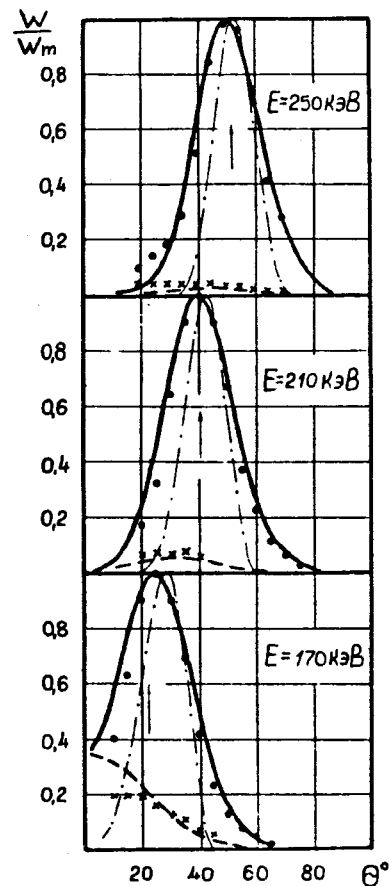


Рис.3. Нормированные к максимуму угловые распределения для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, $a = 4,1 \text{ мкм}$. Сплошной кривой показан расчет по формуле (4), пунктирной - по формуле (5), штрих-пунктирной - по формуле (2), стрелкой - преломленный угол излучения $\dot{C}-W$. Экспериментальные точки соответствуют излучению, поляризованному в плоскости наблюдения (\cdot), и излучению, поляризованному в перпендикулярной плоскости (\times).

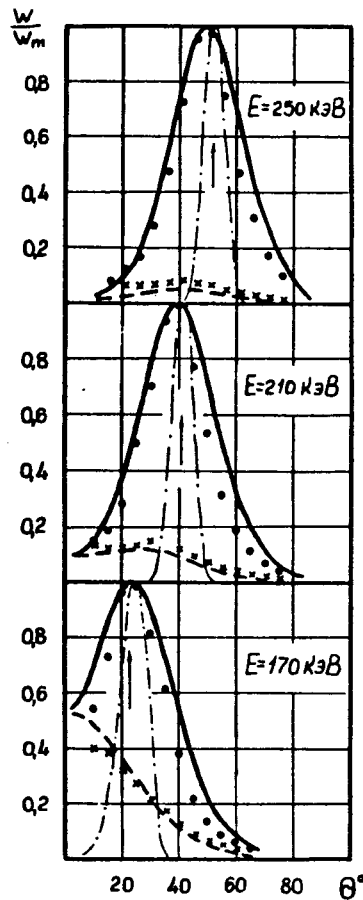


Рис.4. Нормированные к максимуму угловые распределения для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, $a = 7,7 \text{ мкм}$. Сплошной кривой показан расчет по формуле (4), пунктирной - по формуле (5), штрих-пунктирной - по формуле (2), стрелкой - преломленный угол излучения $\check{C}-W$. Экспериментальные точки соответствуют излучению, поляризованному в плоскости наблюдения (\cdot), и излучению, поляризованному в перпендикулярной плоскости (\times).

совпадает с $\Delta\Theta'$, то при $4,1 \text{ мкм}$ $\Delta\Theta$ уже почти на 10° превышает $\Delta\Theta'$, и это различие еще увеличивается при $7,7 \text{ мкм}$. Обращает на себя внимание то, что даже при толщине, в десятки раз превышающей длину волны, дифракционная полуширина не очень мала.

На рис. 3,4 штрих-пунктирной кривой показаны угловые распределения, рассчитанные в предположении отсутствия рассеяния. Такие расчеты могут быть выполнены по точной формуле для пластинки^{/2/}, как это сделано в работе^{/1/} для толщины мишени $1,04 \text{ мкм}$. Однако для больших толщин и не очень малых углов Θ можно воспользоваться (и мы воспользовались) приближенной формулой, в которой пренебрегается полем частицы в вакууме и многократным отражением от обеих границ. Фактически она учитывает лишь поле частицы на пути в среде, а влияние границ сведено к преломлению на одной из них. В таком случае^{/1/}

$$W = \frac{4e^2\beta^2 \cos^2\Theta \sin^2\Theta}{\pi^2 c} \frac{\sin^2[\frac{\pi}{\beta} \frac{a}{\lambda} (1 - \beta\sqrt{n^2 - \sin^2\Theta})]}{(n^2 \cos\Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2\Theta})^2 (1 - \beta\sqrt{n^2 - \sin^2\Theta})^2}, \quad (2)$$

где e - заряд электрона, a - толщина мишени, λ - длина волны излучения в вакууме.

Легко видеть, что для $a \gg \lambda$ выражение (2) имеет максимум при условии

$$\beta\sqrt{n^2 - \sin^2\Theta} = 1. \quad (3)$$

Последнее в точности соответствует углу излучения $\check{C}-W$ (1), но наблюдаемому в вакууме (преломленный угол излучения $\check{C}-W$).

Сравнение угловых распределений, рассчитанных по формуле (2) (штрих-пунктирные кривые), с экспериментальными показывает, что существует по крайней мере еще один неучтенный фактор, приводящий к уширению угловых распределений. Естественно допустить, что уширение связано с многократным рассеянием электронов. Поскольку в результате рассеяния траектории электронов

представляют собой ломаные линии, произвольно ориентированные относительно первоначального направления скоростей, кроме излучения с электрическим вектором волны, лежащим в плоскости наблюдения, появляется неполяризованный компонент излучения. На рис. 3,4 крестиками показано излучение, поляризованное в плоскости, перпендикулярной плоскости наблюдения. Оно особенно интенсивно для наименьшей из исследованных энергий (170 кэВ) и наибольшей толщины мишени (7,7 мкм); при толщине мишени 1,04 мкм оно незначительно.

Таким образом, поляризация излучения качественно подтверждает предположение о влиянии многократного рассеяния на характеристики наблюдаемого излучения. Количественно многократное рассеяние может быть учтено, если воспользоваться результатами, полученными одним из нас^{/10/}. (Вопрос о применимости результатов^{/10/} к данному случаю обсуждается в Приложении. Там же дан вывод расчетных формул).

Угловые распределения излучения обеих поляризаций (сплошные и пунктирные кривые на рис. 3,4) рассчитывались по формулам:

$$W_{||} = \frac{8e^2 \beta^2 c}{\lambda^2} \frac{\cos^2 \Theta}{(n^2 \cos \Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta})^2} \times \int_0^T \int_0^{T-t} dt \int dr [2qt(n^2 - \sin^2 \Theta) + \frac{\sin^2 \Theta}{1 + \eta t \operatorname{tg} \eta r}] \frac{f}{(1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r)^2 \operatorname{ch}^2 \eta r}, \quad (4)$$

$$W_{\perp} = \frac{16e^2 \beta^2 c}{\lambda^2} \frac{q \cos^2 \Theta}{(\cos \Theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta})^2} \times \int_0^T \int_0^{T-t} dt \int dr \frac{f}{(1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r)^2 \operatorname{ch}^2 \eta r}, \quad (5)$$

где $\eta = (1+i) \sqrt{\frac{2\pi c}{\lambda} \beta q \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}}$, $n^2 \geq 1$, $\sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta} \geq 0$,

$$f = \exp\left[i \frac{2\pi c}{\lambda} r (1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}) + \frac{\eta}{4q} \left(\eta r - \frac{\operatorname{th} \eta r}{1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r}\right) \frac{\sin^2 \Theta}{n^2 - \sin^2 \Theta}\right]. \quad (6)$$

Здесь q - четверть среднего квадрата угла многократного рассеяния за единицу времени движения электрона:

$$q = \frac{1}{4} \langle \theta^2 \rangle, \quad (7)$$

а величина T , определяющая предел интегрирования, есть время пролета электрона через пластинку:

$$T = \frac{a}{c \beta}. \quad (8)$$

При отсутствии рассеяния ($q=0$) формула (4), как и следовало ожидать, переходит в (2), а W_{\perp} обращается в нуль.

Величина q вычислялась по эмпирической формуле для наиболее вероятного угла многократного рассеяния^{/11/}:

$$\theta_{\lambda} = \frac{8}{E} \frac{E + 511}{E + 1022} \cdot Z \sqrt{\frac{\rho a}{A}}, \quad (9)$$

где E - кинетическая энергия электрона в кэВ, ρ - плотность рассеивающего вещества (для слюды 2,8 г/см), Z и A - атомный номер и массовое число рассеивателя.

Для слюды, имеющей сложный химический состав, эффективные значения Z и A соответственно равны 11,3 и 23.

При вычислении φ необходимо учесть также, что

$$\langle \theta^2 \rangle = 2\theta_{\lambda}^2. \quad (10)$$

Результаты вычислений среднего квадрата угла рассеяния для слюды толщиной 1 мкм представлены

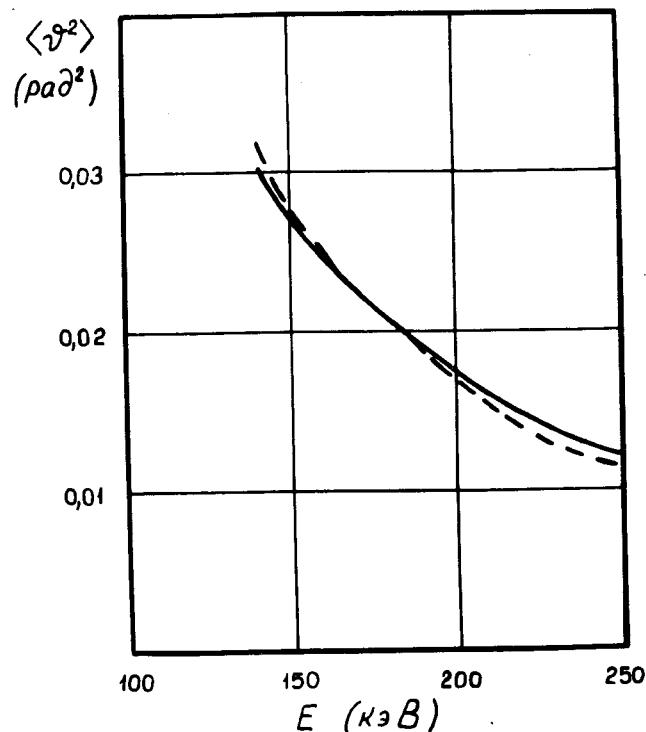


Рис.5. Зависимость среднего квадрата угла многократного рассеяния электронов в слюдяной пластинке толщиной 1 мкм от энергии электронов. Сплошная кривая - расчет по формуле (11), пунктирная кривая - расчет по формуле (9).

на рис. 5. Там же показаны результаты расчета по формуле^{/12/}:

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi N e^4 Z(Z+1)(1-\beta^2)}{m^2 c^4 \beta^4} \left(\ln \frac{241\beta}{Z^{1/3}(1-\beta^2)} - 1 - \frac{\beta^2}{4} \right), \quad (11)$$

где m - масса электрона, N - число атомов в кубическом сантиметре.

Как видно, обе зависимости, эмпирическая и теоретическая, практически совпадают в данном диапазоне энергий электронов. Следует также отметить, что корень квадратный из среднего квадрата угла рассеяния в худшем случае ($a = 7,7$ мкм; $E = 170$ кэВ) не превышает 25° , т.е. положенное в основу теории, приводящей к формулам (4) и (5), предположение о малости отклонения электрона от первоначального направления, выполняется достаточно строго.

Рассчитанные по формулам (4) и (5) угловые распределения вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. Это заставляет иначе интерпретировать отсутствие острой направленности излучения в ранних работах^{/5,6/}. В обоих случаях влиянием многократного рассеяния, по-видимому, нельзя пренебрегать. В самом деле, оценка с учетом рассеяния полуширины углового распределения в среде для $a = 25$ мкм и $E = 814$ кэВ дает значение 8° , а для $a = 20$ мкм и $E = 1,9$ МэВ - 4° . После преломления излучения на границе слюда - вакуум угловые распределения еще расширятся и станут сравнимыми с экспериментально наблюдавшимися в работах^{/5,6/}.

Положение же максимума в угловых распределениях, рассчитанных по формуле (4), как видно на рис.3,4, на несколько градусов может отличаться от угла излучения $\tilde{C}-W$ в вакууме. Это устанавливает предел точности, с которой для электронов с энергией в сотни кэВ выполняется зависимость (1).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для исследования влияния многократного рассеяния на излучение Вавилова-Черенкова воспользуемся (в качестве исходных) результатами одного из авторов, а именно, формулами (25.58) и (27.59) работы^{/10/}. Они описывают угловое распределение интенсивности излучения в вакуум волн, поляризованных в плоскости распространения и в перпендикулярной плоскости, при движении заряженной частицы из вакуума в изотропный ферродиелектрик. Переходным излучением будем пренебрегать в соответствии с чем отбросим в (27.58) член, обязанный движению частицы в вакууме, и интерференционный член (первый и второй члены в фигурных скобках). В результате будем иметь спектральные плотности энергии излучения волн, поляризованных в плоскости распространения и в перпендикулярной плоскости, на единицу телесного угла:

$$\begin{aligned}
 W_{n\omega \perp} = & \frac{e^2 \omega^2 \beta^2}{\pi^2 c} \frac{2 \cos^2 \Theta}{|\epsilon \cos \Theta + \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}|^2} \times \\
 & \times \operatorname{Re} \int_0^T dt \int_0^{T-t} dr \frac{\eta_1^2 \cos \eta_1 t}{p^2 \operatorname{ch}^2 \eta r \cdot \sin^2 \eta_1 t} \times \\
 & \times (2i \frac{\operatorname{Im} \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}}{\sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}} \sin^2 \Theta + \frac{\eta_1 \operatorname{ctg} \eta_1 t}{p} \frac{|\epsilon \mu - \sin^2 \Theta|}{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta} \sin^2 \Theta + \\
 & + \frac{2q}{\eta_1} |\epsilon \mu - \sin^2 \Theta| \cdot \operatorname{tg} \eta_1 t) \times \\
 & \times \exp \left[\frac{\eta}{4q} \cdot \frac{\sin^2 \Theta}{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta} (\eta r - \frac{\eta_1}{p} \operatorname{ctg} \eta_1 t \cdot \operatorname{th} \eta r) + \right. \\
 & \left. + i \omega r (1 + \beta \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}) - \frac{\eta_1^2 t}{2q} \right],
 \end{aligned} \tag{п.1}$$

$$\begin{aligned}
 W_{n\omega \perp} = & \frac{4e^2 \omega^2 \beta^2 q |\mu|^2 \cos^2 \Theta}{\pi^2 c |\mu \cos \Theta + \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}|^2} \operatorname{Re} \int_0^T dt \int_0^{T-t} dr \frac{\eta_1}{p^2 \operatorname{ch}^2 \eta r \cdot \sin \eta_1 t} \times \\
 & \times \exp \left[\frac{\eta}{4q} \frac{\sin^2 \Theta}{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta} (\eta r - \frac{\eta_1}{p} \operatorname{ctg} \eta_1 t \cdot \operatorname{th} \eta r) + \right. \\
 & \left. + i \omega r (1 + \beta \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}) - \frac{\eta_1^2 t}{2q} \right],
 \end{aligned} \tag{п.2}$$

где Θ - угол волнового вектора с нормалью к границе раздела, направленной в вакуум ($\Theta < \pi/2$); ϵ и μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; q - четверть среднего квадрата угла многократного рассеяния, отнесенного к единице времени; T - время движения от границы раздела до внезапной остановки в среде, e - заряд частицы, ω - круговая частота излучаемых волн, β - отношение скорости частицы к скорости света в вакууме,

$$\begin{aligned}
 \eta_1 = & \sqrt{4\omega\beta q \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}}, \quad \eta = \sqrt{2i\omega\beta q \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta}}, \\
 p = & \eta \operatorname{th} \eta r + \eta_1 \operatorname{ctg} \eta_1 t,
 \end{aligned} \tag{п.3}$$

причем

$$\operatorname{Im} \epsilon \geq 0, \quad \operatorname{Im} \mu \geq 0, \quad \operatorname{Im} \sqrt{\epsilon \mu - \sin^2 \Theta} \geq 0. \tag{п.4}$$

Задача состоит в выяснении возможности применения (п.1) и (п.2) к случаю движения частицы из среды в вакуум. Может ли быть получен надлежащий результат путем простой замены β на $-\beta$? Если да, то при каких условиях? Ближайшее рассмотрение показывает, что при наличии поглощения волн - не может, поскольку вместо экспоненциально затухающего с ростом t

члена под знаками интегралов возникает экспоненциально возрастающей член. Это приводит к экспоненциальному возрастанию результатов интегрирования с ростом T , что свидетельствует о некорректности такой замены. Если наряду с последней перейти, например, к комплексно-сопряженному выражению, то мы избежим появления экспоненциально возрастающих членов, однако и этот вариант не может дать результатов, соответствующих переходу к реализующемуся на эксперименте случаю. Действительно, распределение вероятных траекторий частицы при вылете из радиатора размыто многократным рассеянием, в то время как формальная замена β на $-\beta$ оставляет фиксированным направление движения электрона на границе раздела. Это существенно для поляризации. Например, в крайнем случае непрозрачного радиатора (ему соответствуют достаточно большие значения T) она не может, очевидно, не зависеть от его толщины; в то время как формулы по упомянутой причине не дают такой зависимости.

Аналогичная ситуация возникает и в случае прозрачной среды, но оптически менее плотной, чем вакуум ($\epsilon\mu < 1$), в области полного отражения волн в вакууме ($\Theta > \arcsin \sqrt{\epsilon\mu}$), где квадратные корни в формулах принимают мнимые значения.

В рассматриваемом эксперименте мы имеем дело с прозрачной и оптически более плотной средой, чем вакуум ($\epsilon\mu > 1$), когда формулы (п.1) и (п.2) значительно упрощаются и для всех углов ($0 < \Theta < \pi/2$) принимают следующий вид:

$$W_{\omega \perp} = \frac{e^2 \omega^2 \beta^2}{\pi^2 c} \frac{2 \cos^2 \Theta}{(\epsilon \cos \Theta + \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta})^2} \times$$

$$\times \operatorname{Re} \int_0^T \int_0^{T-t} dt dr \left[2qt(\epsilon\mu - \sin^2 \Theta) + \frac{\sin^2 \Theta}{1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r} \right] \frac{f}{(1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r)^2 \operatorname{ch}^2 \eta r}, \quad (\text{п.5})$$

$$W_{\omega \perp} = \frac{e^2 \omega^2 \beta^2}{\pi^2 c} \frac{4q\mu^2 \cos^2 \Theta}{(\mu \cos \Theta + \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta})^2} \times$$

$$\times \operatorname{Re} \int_0^T \int_0^{T-t} dt dr \frac{f}{(1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r)^2 \operatorname{ch}^2 \eta r}, \quad (\text{п.6})$$

где

$$\eta = \sqrt{2i\omega\beta q \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta}},$$

$$f = \exp[i\omega r (1 + \beta \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta}) +$$

$$+ \frac{\eta}{4q} \left(\eta r - \frac{\operatorname{th} \eta r}{1 + \eta t \cdot \operatorname{th} \eta r} \right) \frac{\sin^2 \Theta}{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta}]. \quad (\text{п.7})$$

Для дальнейшего существенно отметить, что групповая скорость электромагнитных волн в ферродиеlectricке в принципе может быть отрицательной, когда

$$\epsilon > 0, \quad \mu < 0, \quad \sqrt{\epsilon\mu - \sin^2 \Theta} < 0, \quad (\text{п.8})$$

и что однозначным следствием уравнений Максвелла в таких случаях является излучение Вавилова-Черенкова под тупым углом к скорости частицы (см. [10]). Оно как раз и описывается формулами (п.5) и (п.6). Из независимости взаимодействия электромагнитных волн с заряженной частицей и коэффициентов преломления волн на границе раздела от знака групповой скорости

ти следует количественная тождественность двух физически разных случаев: 1) отрицательной групповой скорости и 2) положительной групповой скорости с измененным направлением движения частицы. В соответствии с этим при замене β на $-\beta$ переход от отрицательной групповой скорости к положительной (при тех же значениях $|\epsilon|$ и $|\mu|$) не приводит к количественному изменению (п.5) и (п.6). Отсюда ясно, что замена β на $-\beta$ дает правильные результаты, несмотря на то, что они являются, как мы видели выше, предельными (при переходе от поглощающей среды к абсолютно прозрачной) некорректными. Этот вывод подкрепляется и тем, что изменение знака скорости и одновременный переход к комплексно-сопряженным выражениям приводит, минуя упомянутую некорректность, в пределе абсолютно прозрачной среды к тем же количественно результатам.

Обратим внимание на эквивалентность усреднения интенсивности излучения волн различных поляризаций по всем возможным траекториям относительно начального направления движения и усреднения относительно реализующегося направления движения частицы в конце пути при формальном изменении знака скорости частицы, если пренебречь ее полем в вакууме. Наши выводы базируются на утверждении такой эквивалентности. В интересующем нас случае ($\mu = 1$) окончательные результаты записываются в виде формул (4) и (5) текста.

Влияние многократного рассеяния на излучение Вавилова-Черенкова впервые рассматривалось в работе ^{13/}. Там было вычислено угловое распределение интенсивности излучения с точностью до первого порядка по среднему квадрату угла многократного рассеяния в показателе соответствующей экспоненты. С этой точностью двукратные интегралы, входящие в (п.5) и (п.6), могут быть сведены к однократным, что значительно упростило бы задачу количественного исследования и вместе с тем выявило бы пределы применимости подхода. Оказывается, что такое упроще-

ние возможно при слишком жестких ограничениях на величину среднего квадрата угла многократного рассеяния в радиаторе, что нас не удовлетворяет. Мы не будем здесь на этом останавливаться.

Формулы (4) и (5) описывают излучение Вавилова-Черенкова при конечном пробеге частицы в среде. Такой случай реализуется при пролете частицы через пластинку. Однако при этом имеется также переходное излучение, а излучение Вавилова-Черенкова испытывает многократное отражение от стенок пластинки. В настоящей работе мы имеем дело с теми случаями, когда последнее несущественно, а излучение Вавилова-Черенкова гораздо интенсивнее переходного, т.е. когда можно пользоваться формулами (4) и (5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кобзев А.П. ОИЯИ, Р14-10925, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, стр. 1256.
2. Пафомов В.Е. ЖЭТФ, 1957, 33, стр. 1074.
3. Mather R.L. Phys.Rev., 1951, 84, p. 181.
4. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, М., 1968.
5. Collins G.B., Reiling V.G. Phys.Rev., 1938, 54, p. 499.
6. Wyckoff H.O., Henderson J.E. Phys.Rev, 1943, 64, p. 1.
7. Кобзев А.П. ОИЯИ, Р13-10585, Дубна, 1977.
8. Богдзель А.А., Кобзев А.П., Рутковски Е. ОИЯИ, Р13-8226, Дубна, 1974; ПТЭ, 1975, 5, стр. 61.
9. Физический энциклопедический словарь, т. 2. "Советская энциклопедия", М., 1962, стр. 535.
10. Пафомов В.Е. Труды ФИАН СССР, 1961, 16, стр.94.
11. Bothe W. Handbuch der Physik, XXIV. Berlin, 1927.
12. Nigam V.P., Sundaresan M.K., Wu E.T. Phys.Rev. 1959, 115, p. 491.
13. Dedrik K.G. Phys.Rev., 1952, 87, p.891. "Проблемы современной физики", 1953, 7, стр. 129.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1978 года.