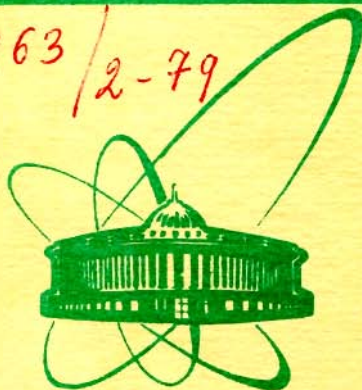


5463 / 2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

K-553

29/12-79
P14 - 12653

А.П.Кобзев, И.М.Франк

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПОЛУШИРИНЫ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

1979

P14 - 12653

А.П.Кобзев, И.М.Франк

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПОЛУШИРИНЫ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА

Направлено в ЯФ

Кобзев А.П., Франк И.М.

P14 - 12653

Спектральная зависимость полуширины угловых распределений излучения Вавилова-Черенкова

Измерены угловые распределения излучения Вавилова-Черенкова, возбуждаемого электронами с энергией 210 кэВ в слюдяной мишени толщиной 2,5 мкм в спектральном диапазоне от 2500 Å до 5000 Å. Получена формула для дифракционной полуширины углового распределения, указаны пределы ее применимости. Проведено сравнение экспериментальной полуширины с расчетными. Анализируется отклонение максимума угловых распределений от угла излучения Вавилова-Черенкова.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kobsev A.P., Frank I.M.

P14 - 12653

Spectral Dependence of Angular Distributions
Halfwidth of Vavilov-Cherenkov Radiation

Angular distributions of Vavilov-Cherenkov radiation have been measured which are to 210 keV electron excitation in a mica target 2.5 mm thick in a spectral range from 2500 Å upto 5000 Å. A formula for diffraction halfwidth of angular distribution has been derived, its applicability limits are pointed out. Experimental halfwidth is compared with calculated ones. The deviation of angular distribution maximum from Vavilov-Cherenkov radiation angle is analyzed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

В теории излучения Вавилова-Черенкова /ИВ-Ч/^{1,2/} рассматривающей прямолинейное и равномерное движение заряда со сверхсветовой скоростью в бесконечной среде, одним из главных результатов является острая / δ -образная/ направленность излучения под углом:

$$\theta_0' = \arccos \frac{1}{\beta n}, \quad /1/$$

где β - скорость заряда в единицах скорости света, n - показатель преломления среды. В практических случаях радиатор обычно имеет конечную толщину a , а излучение наблюдается в вакууме, т.е. после преломления на границе среда-вакуум. Если граница плоская, а заряд пересекает ее по нормали, то угол ИВ-Ч в таком случае, в соответствии с законом Снеллиуса, равен:

$$\theta_0 = \arcsin \sqrt{n^2 - \frac{1}{\beta^2}}. \quad /2/$$

Излучение оказывается остро направленным под углом θ_0 только при условии:

$$a \geq \lambda. \quad /3/$$

где λ - длина волны излучения.

Если условие /3/ выполняется не очень строго, то излучение утрачивает острую направленность. Его угловое распределение может быть приближенно описано формулой^{1,3/}

$$W = \frac{4e^2 a^2}{c\lambda^2} f^2 \frac{\sin^2 x}{x^2}. \quad /4/$$

где

$$x = \frac{\pi a}{\lambda \beta} (1 - \beta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}) \quad /5/$$

$$f = \frac{\sin \theta \cos \theta}{n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}, \quad /6/$$

c - скорость света в вакууме, e - заряд электрона.

Эти формулы учитывают только когерентное сложение волн, создаваемых частицей в радиаторе и преломление на его поверхности. Компонентами же поля частицы в вакууме у границ раздела и многократным отражением пренебрегается.

Ширина углового распределения на полувысоте /дифракционная полуширина/ может быть получена приближенно из следующих соображений. Считая зависимость f^2 от θ слабой, по сравнению с $\frac{\sin^2 x}{x^2}$, запишем условие для полувысоты углового распределения

$$\frac{\sin^2 x}{x^2} = 0,5, \quad /7/$$

откуда находим $x_{1/2} = 1,39$. Дифференцируя /5/ по θ , получаем

$$dx = \frac{\pi a}{\lambda} \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} d\theta. \quad /8/$$

Таким образом, дифракционная полуширина равна:

$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{\pi a} \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}{\sin \theta_0 \cos \theta_0} 2x_{1/2} = \frac{2,78 \lambda}{\pi a \beta \sin \theta_0 \cos \theta_0}. \quad /9/$$

Как видно из формулы /9/, дифракционная полуширина обратно пропорциональна толщине радиатора, а для данного радиатора она пропорциональна длине волны излучения. Настоящая работа предпринята с целью проследить эту закономерность. Интересно также исследовать отклонение положения максимума в угловых распределениях от угла ИВ-Ч, определяемого по формуле /2/. Причины такого отклонения подробно обсуждались в работах /3,4/ и связаны с наличием границ у радиатора, а также многократным рассеянием электронов.

МЕТОДИКА

При измерении угловых распределений использовалась та же методика, что и в работах^{3,4} подробно описанная в работах^{5,6}. Некоторые изменения вызваны расширением спектрального диапазона в ультрафиолетовую область. В связи с этим в спектрометрическом канале использовались только прозрачные в ультрафиолетовой области оптические элементы, работающие на пропускание: окно камеры, фокусирующая линза, анализатор поляризации, диспергирующая призма и защитные пластинки монохроматора. Излучение регистрировалось фотоумножителем типа 56 DUVP-03 с кварцевым входным окном.

На рис. 1 показана относительная чувствительность спектрометрического канала в зависимости от угла наблюдения для длин волн 2500 Å, 3000 Å, 4000 Å, 5000 Å, как для излучения с электрическим вектором в плоскости наблюдения, так и в перпендикулярной плоскости. Тщательная юстировка оптической системы спектрометрического канала позволила свести смещение спектральной линии при изменении угла наблюдения до величины, меньшей 10 Å. Поэтому при спектральном разрешении

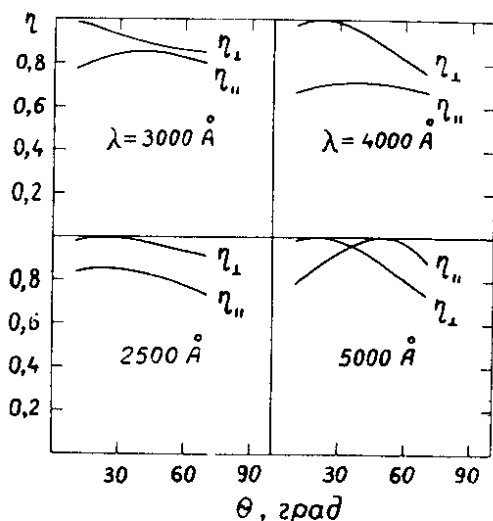


Рис. 1. Относительная чувствительность спектрометрического канала. η_{\perp} - для излучения с электрическим вектором в плоскости наблюдения; η_{\parallel} - для излучения с электрическим вектором в плоскости, перпендикулярной плоскости наблюдения.

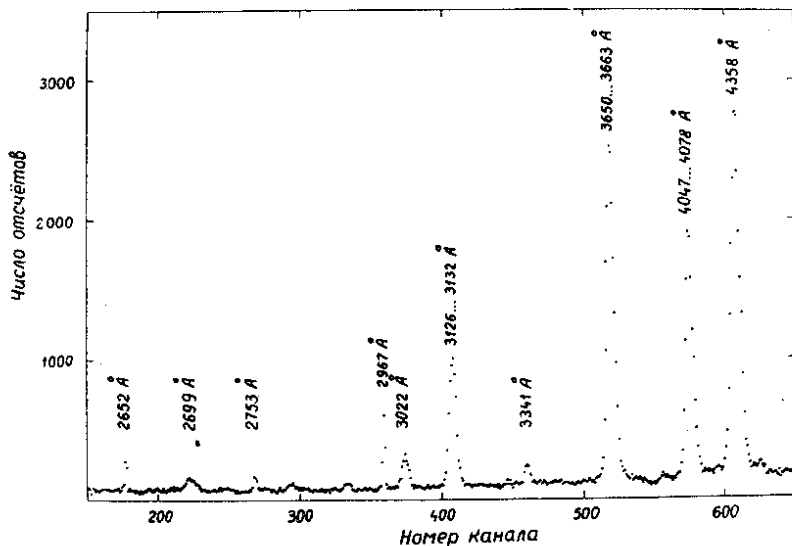


Рис.2. Спектр ртутной лампы, полученный путем сканирования.

100Å на всех длинах волн эта поправка не учитывалась. На рис. 2 показан спектр ртутной лампы, полученный путем сканирования при ширине выходной щели монохроматора 0,2 мм, что соответствует спектральному разрешению 50Å для $\lambda = 4000 \text{ Å}$.

Электронная аппаратура отличалась от описанной в работе только тем, что для отбора однофотозлектронных импульсов, вместо дискриминаторов с фиксированным порогом использовались формирователи со "слеющим порогом".

В качестве мишени использовалась слюдяная пластинка толщиной 2,5 мкм, приготовленная путем расщепления. Показатели преломления слюды для указанных выше длин волн вычислялись на основании данных, приведенных в книге^{7/} для трех спектральных линий:

$$\lambda = 5351 \text{ Å (Tl)}, \quad n = 1,5635$$

$$\lambda = 5893 \text{ Å (Na)}, \quad n = 1,5601$$

$$\lambda = 6702 \text{ Å (Li)}, \quad n = 1,5566.$$

Кривая дисперсии экстраполировалась в ультрафиолетовую область по формуле Коши:

$$n = b + \frac{d}{\lambda^2}. \quad /10/$$

Усредненные по трем точкам коэффициенты в формуле Коши оказались равными:

$$b = 1,544; \quad d = 545000.$$

В результате в расчетах использовались следующие значения показателей преломления:

$\lambda = 2500 \text{ \AA}$,	$n = 1,63$
$\lambda = 3000 \text{ \AA}$,	$n = 1,60$
$\lambda = 4000 \text{ \AA}$,	$n = 1,58$
$\lambda = 5000 \text{ \AA}$,	$n = 1,56.$

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 приведены угловые распределения ИВ-Ч для длин волн 2500, 3000, 4000 и 5000 Å при энергии электронов 210 кэВ. Штрих-пунктирной линией показаны угловые распределения, рассчитанные по формуле /4/, сплошной и пунктирной линиями показаны угловые распределения, рассчитанные с учетом многократного рассеяния электронов в слюде /формулы 4, 5, 6 в работе ⁴/ для излучения с электрическим вектором соответственно в плоскости наблюдения и в перпендикулярной плоскости. В целом экспериментальные результаты /точки и крестики/ неплохо согласуются с расчетами, в которых учитывается многократное рассеяние электронов. Исключение составляет угловое распределение на длине волны 2500 Å, для которого и нельзя ожидать хорошего согласия, поскольку на данной длине волны слюда обладает заметным поглощением. Расчетные же кривые получены для прозрачного диэлектрика.

Положение максимума угловых распределений /табл. 1/ в первом приближении следует зависимости /2/. Вместе с тем наблюдаются и некоторые отклонения, обусловленные влиянием преломления на границе слюда-вакуум, переходного излучения от обеих границ, а также многократного рассеяния. Эти вопросы подробно обсуждались в работах ⁴. Расчетные и экспери-

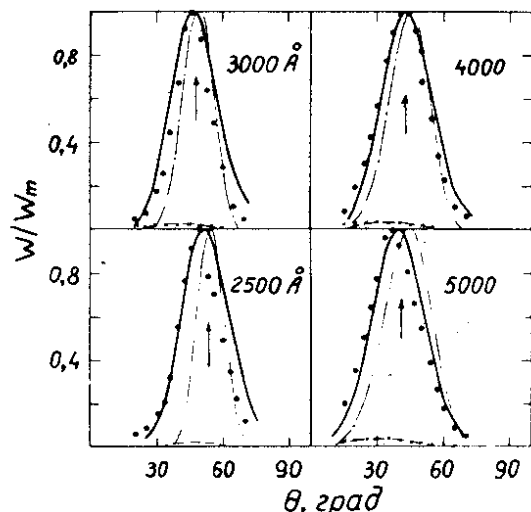


Рис.3. Нормированные к максимуму угловые распределения для энергии электронов 210 кэВ и мишени толщиной 2,5 мкм. Экспериментальные точки для двух направлений поляризации: электрический вектор в плоскости наблюдения // и в перпендикулярной плоскости /x/. Сплошные и пунктирные кривые - расчет с учетом многократного рассеяния для двух направлений поляризации, штрих-пунктирные кривые - расчет по формуле /4/.

Таблица 1

λ	θ_0	$\theta_{\text{макс.}}$ по ф. /4/	$\theta_{\text{макс.}}$ рассеян.	$\theta_{\text{макс.}}$ экспер.
2500	53,6	54,5	51	51
3000	47,9	49	46	46
4000	44,3	45	43	42
5000	40,6	45	40	38,5

ментальные результаты полностью подтверждают сделанные там выводы. Так, положение максимума кривых, рассчитанных по формуле /4/, отличаются от угла ИВ-Ч, и это отличие увеличивается с уменьшением a/λ . Многократное рассеяние приводит к смещению максимума в сторону малых углов и в результате он практически совпадает с углом ИВ-Ч для длины волны 4000 Å и 5000 Å, а для длины волны 3000 Å и 2500 Å он даже оказывается левее угла ИВ-Ч. Положение максимума экспериментальных угловых распределений для всех длин волн с точностью $\pm 1^\circ$ совпадает с максимумом кривых, вычисленных с учетом многократного рассеяния электронов в слое.

Несмотря на заметное влияние на форму угловых распределений многократного рассеяния электронов, при данной толщине мишени /2,5 мкм/ и энергии электронов 210 кэВ дифракционные эффекты достаточно отчетливо проявляются. Из формулы /9/ видно, что дифракционная полуширина определяется толщиной радиатора, выраженной в единицах длины волны. Для исследованной спектральной области отношение a/λ изменяется от 5 до 10 и дифракционная полуширина, как видно из табл. 2, изменяется почти вдвое. Причем полуширина, рассчитанная по формуле /9/, неплохо согласуется с полученной непосредственно из угловых распределений, рассчитанных по формуле /4/, а также близка к наблюдаемой в эксперименте для всех длин волн за исключением $\lambda = 2500 \text{ Å}$.

Следует, вероятно, отметить, что выполненная в настоящей работе экспериментальная проверка формулы /9/ сильно ограничена экспериментальными условиями и не является достаточно полной. Исследовано изменение отношения a/λ всего

Таблица 2

a/λ	λ	n	$\Delta\theta$ по ф. /4/	$\Delta\theta$ по ф. /9/	$\Delta\theta$ эксп.
10	2500	1,63	15	15	21
8,33	3000	1,60	17	17,4	19
6,25	4000	1,58	21	23	25
5	5000	1,56	25	29	27

лишь от 5 до 10, хотя оценка по формуле /9/ показывает, что даже при $a/\lambda=100$ и при положении максимума вблизи середины углового диапазона $\theta_0=45^\circ$ дифракционная полуширина все еще имеет заметную величину $\Delta\theta=1,5^\circ$ и существенно увеличивается на краях углового диапазона ($\theta_0=0$ и $\theta_0=\pi/2$).

Вопрос о применимости формулы /9/ на краях углового диапазона требует особого рассмотрения. Из формул /4/ и /5/ видно, что главный максимум ИВ-Ч имеет четкие границы, связанные с обращением в нуль $\frac{\sin^2 x}{x^2}$, которое происходит при условии

$$x = \pi. \quad /11/$$

Это же условие для угла наблюдения имеет вид:

$$\sin^2 \theta \cdot n^2 = \frac{1}{\beta^2} + \frac{2\lambda}{a\beta} - \frac{\lambda^2}{a^2}. \quad /12/$$

Когда левая граница главного максимума ИВ-Ч доходит до $\theta=0$, максимум $\frac{\sin^2 x}{x^2}$ в соответствии с /2/, находится под углом:

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{2\lambda}{a\beta} + \frac{\lambda^2}{a^2}. \quad /13/$$

Выражение /13/ устанавливает нижний предел углов θ_0 для которых можно пользоваться приближенной формулой /9/.

Верхний предел можно получить, полагая, что правая граница главного максимума ИВ-Ч достигает угла $\pi/2$. Тогда из /2/ и /12/ получаем:

$$\sin^2 \theta_0 = 1 - \frac{2\lambda}{a\beta} + \frac{\lambda^2}{a^2}. \quad /14/$$

За пределами углового диапазона, ограниченного условиями /13/ и /14/, резко возрастает ошибка в определении $\Delta\theta$ по формуле /9/ в связи с тем, что при выводе формулы /9/ мы пренебрегли множителем f^2 , обращаемся в нуль при $\theta=0$ и при $\theta=\pi/2$.

Авторы благодарны В.Л.Броуде за помощь в проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И.Е., Франк И.М. ДАН СССР, 1937, 14, с. 107; УФН, 1967, 93, с. 388.
2. Тамм И.Е., Франк И.М. Труды ФИАН СССР, 1947, 2, № 4.
3. Кобзев А.П. ОИЯИ, P14-10925, Дубна, 1977; ЯФ, 1978, 27, с. 1256.
4. Кобзев А.П., Пафомов В.Е., Франк И.М. ОИЯИ, P14-11688, Дубна, 1978; ЯФ, 1979, 29, с. 122.
5. Кобзев А.П. ОИЯИ, P13-10585, Дубна, 1977.
6. Богдзель А.А., Кобзев А.П., Рутковски Е. ОИЯИ, P13-8226, Дубна, 1974; ПТЭ, 1975, 5, с. 61.
7. Houstoun R.A. Physical Optics, London - Glasgow, 1958, p.167.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июля 1979 года.