

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

---

P1 - 12254

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

**ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА  
КАК ПРИЧИНА АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В СЛУЧАЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА**

---

**1979**

---

P1 - 12254

В.П.Зрелов, Я.Ружичка

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА  
КАК ПРИЧИНА АНОМАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ  
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
В СЛУЧАЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА

Излучение Вавилова-Черенкова как причина аномальной интенсивности переходного излучения в случае скользящего падения электронов на поверхность серебра

На основании эффекта Вавилова-Черенкова дается объяснение аномалии в спектре ИИ, наблюдавшейся впервые Боэршем, в случае скользящего падения частиц на поверхность серебра. Дается оценка вклада в излучения Вавилова-Черенкова в угловом распределении переходного излучения. Обращается внимание на возможность беспорогового характера излучения Вавилова-Черенкова в такой среде, как серебро, и на необходимость создания полной теории излучения Вавилова-Черенкова для поглощающих сред.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОЯИИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Vavilov-Cherenkov Radiation as a Cause of TR  
A Anomalous Intensity in Case of Electron Grazing  
Incidence on the Silver Surface

On the basis of the Vavilov-Cherenkov effect the anomaly in the TR spectrum is explained which has been first observed by Boersch for grazing particle incidence on the silver surface. The contribution of the Vavilov-Cherenkov radiation to the angle distribution of photons of the transition radiation is estimated. Special attention is drawn to a possibility of the nonthreshold character of Vavilov-Cherenkov radiation in such a medium as silver, and to a necessity of creating a complete theory of Vavilov-Cherenkov radiation for absorbing media.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Еще в 1965 году Бозрш и др.<sup>1,2</sup> обнаружили, что при скользящем падении электронов с энергией 30 кэВ на поверхность серебра при углах наклона, близких к  $90^\circ$ , абсолютный выход излучения на 1-2 порядка превышает интенсивность излучения, возникающего при нормальном падении.

Известно, что полная интенсивность ПИ ведет себя, в зависимости от угла наклона частицы  $\Psi$ , как  $-\cos^2 \Psi$  /см., например, рис. 10 в работе<sup>3</sup> для случая падения частицы на границу Ni - вакуум/. Эта зависимость для угла наклона  $\Psi = 89^\circ$  /скользящее падение/ должна приводить к уменьшению полной интенсивности ПИ примерно на четыре порядка по сравнению со случаем перпендикулярного падения, что находится в прямом противоречии с обнаруженным Бозршем сильным повышением полной интенсивности.

Длина волны, при которой был замечен пик интенсивности в спектре ПИ, равна  $\lambda_0 \sim 3500 \text{ \AA}$ . Установлено также, что  $\lambda_0$  не меняется заметно с углом падения электронов  $\Psi$  и не совпадает с максимумом прозрачности серебра, который находится при  $\lambda \sim 3250 \text{ \AA}$ . Ширина наблюдаемого пика в спектре  $\Delta \lambda$  равна  $\sim 200-300 \text{ \AA}$ . Бозрш показал также, что интенсивность в пике наблюдаемого излучения в зависимости от угла скольжения  $\alpha$  ведет себя как

$$W_{\lambda_0 \Omega}(\alpha) = \text{const} \frac{1}{\text{tg } \alpha}$$

## 2. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ СЕРЕБРА

Для вычисления интенсивности излучения Вавилова-Черенкова, возникающего в случае скользящего падения электронов на поверхность раздела вакуум-Аг, воспользуемся формулой Будяни<sup>4</sup>:

$$\frac{dW}{dx} = \frac{e^2}{c^2} \int \exp\left[-\frac{\omega}{v} \beta^2 \operatorname{Im}[\epsilon(\omega)] \rho\right] \left(1 - \frac{\operatorname{Re} \epsilon(\omega)}{\beta^2 |\epsilon(\omega)|^2}\right) \omega d\omega. \quad /1/$$

где  $\rho$  - расстояние от точки испускания излучения до точки его наблюдения /т.е. длина пути, проходимого излучением в среде/,  $\omega$  - частота излучения,  $v = \beta c$  - скорость частицы и  $e$  - ее заряд,  $\epsilon(\omega)$  - диэлектрическая проницаемость среды.

Однако для решения поставленной задачи формула /1/ должна быть дополнена условием для направленности излучения Вавилова-Черенкова в металле, которое, как было показано в работе<sup>5</sup>, имеет вид

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon| \beta}. \quad /2/$$

Как следует из кривых для направленности излучения Вавилова-Черенкова в Аг, рассчитанных по условию /2/ /см. рис. 1/, для длины волны  $\lambda = 3400 \text{ \AA}$  имеется особенность. Изменение угла испускания излучения вблизи этой особенности в зависимости от  $\lambda$  и для разных  $\gamma$  показано на рис. 2.

Как видно из этого рисунка, для длины волны  $\lambda = 3366 \text{ \AA}$  излучение Вавилова-Черенкова возникает /при всех  $\gamma$ / вблизи угла  $90^\circ$ . Так происходит потому, что реальная часть диэлектрической проницаемости серебра обращается в нуль при этом  $\lambda_0$ :

$$\operatorname{Re} \epsilon(\lambda_0) \approx 0. \quad /3/$$

Заметим также, что диапазон длин волн, в котором возникает

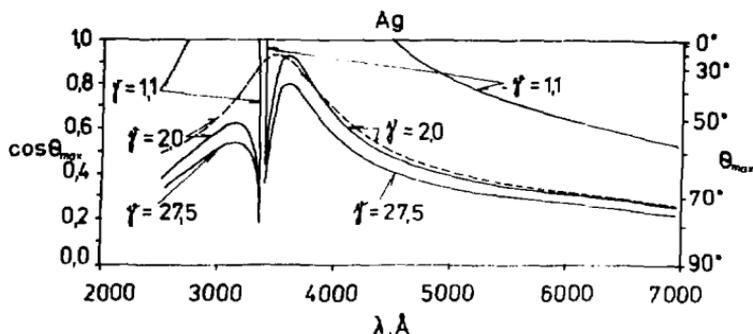


Рис.1. Зависимость  $\cos \theta_{\max} \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{c|\beta|}$  от длины волны  $\lambda$  для разных  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , рассчитанная для Ag. Пунктирная кривая представляет зависимость  $\cos \theta = 1/\beta n$  при  $\gamma = 2$  для Ag, где  $n = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{2}$

излучение Вавилова-Черенкова, например для  $\gamma = 1,1$ , составляет примерно  $\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$

Расстояние  $\rho$ , которое проходит квант излучения Вавилова-Черенкова до поверхности раздела сред в плоскости падения, выражается через угол наклона частицы  $\Psi$  и угол излучения  $\theta_{\text{ch}}$  следующим образом /см. рис. 3/:

$$\rho = \frac{l \cos \Psi}{\sin \theta_{\text{ch}} \sin \Psi - \cos \theta_{\text{ch}} \cos \Psi} \quad /4/$$

где  $l$  - длина пути частицы.

Подставляя /4/ в /1/, получим:

$$\frac{dW}{d\lambda} = (2\pi e)^2 \int_0^{l \cos \Psi} \exp i - \frac{2\pi\beta}{\lambda} \operatorname{Im} \epsilon(\lambda) \frac{l \cos \Psi}{(\sin \Psi \sqrt{1 - \frac{|\operatorname{Re} \epsilon|}{|\epsilon|^2 \beta^2}} - \cos \Psi \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon| \beta})} \times$$

$$\times \left( 1 - \frac{|\operatorname{Re} \epsilon(\lambda)|}{\beta^2 |\epsilon(\lambda)|^2} \right) \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad /5/$$

где  $d$  - определяет расстояние частицы от поверхности раздела в момент испускания кванта излучения.

Интегрируя /5/ в указанных пределах и учитывая условие /3/ /т.е. рассматривая случай, когда излучение Вавилова-Черенкова испускается перпендикулярно к траектории частицы/, получаем выражение:

$$\frac{dW}{d\lambda} = \frac{2\pi e^2 \sin \Psi}{\lambda^2 \beta \operatorname{Im} \epsilon(\lambda) \cos \Psi} \left[ 1 - \exp\left( \frac{2\pi\beta}{\lambda} \operatorname{Im} \epsilon(\lambda) \frac{d}{\sin \Psi} \right) \right] \quad /6/$$

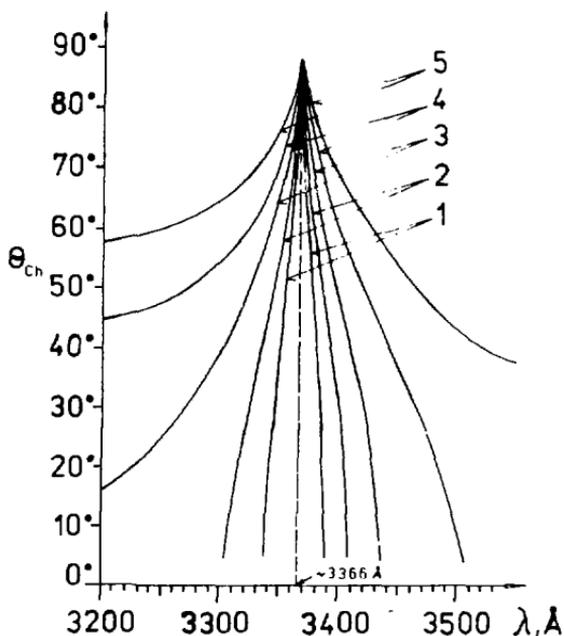


Рис.2. Углы испускания излучения Вавилова-Черенкова в  $\Lambda_K$  вблизи  $\lambda = 3400 \text{ Å}$  для разных  $\gamma$ : 1 -  $\gamma = 1,05$ ; 2 -  $\gamma = 1,1$ ; 3 -  $\gamma = 1,2$ ; 4 -  $\gamma = 1,5$ ; 5 -  $\gamma = 27,5$ .

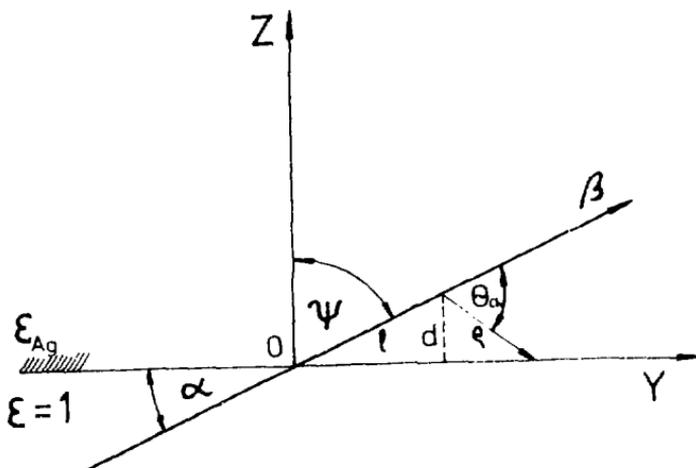


Рис.3. К определению длины пути  $l$  излучения Вавилова-Черенкова от поверхности раздела / $\Psi$ - угол наклона частицы/,  $\alpha$ - угол скольжения,  $l$  - длина пути частицы в среде,  $d$  - толщина пограничного слоя,  $\theta_{ch}$  - угол испускания излучения Вавилова-Черенкова/.

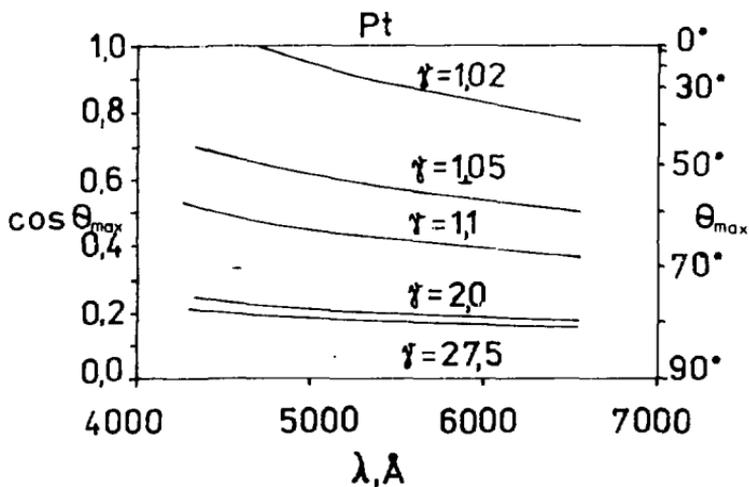
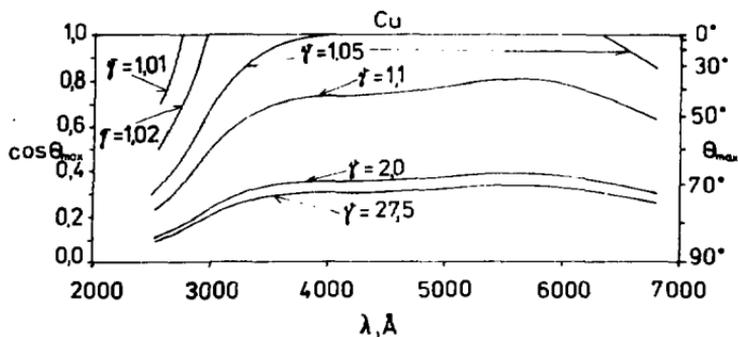
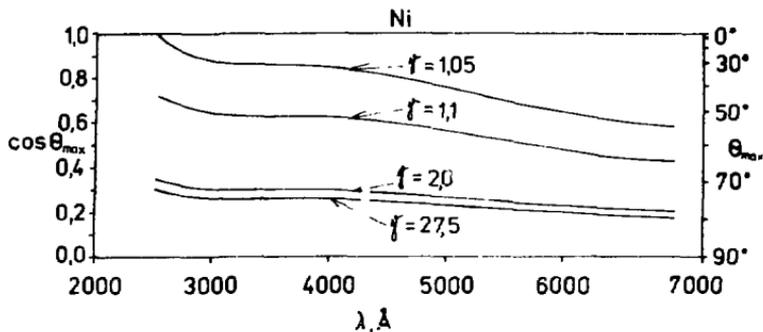
Для  $\frac{d}{\lambda} \gg 1$  и  $\text{Im} \epsilon(\lambda) \ll 0$  формула /6/ приводится к виду

$$\frac{d^2 W}{d\lambda d\phi} = \frac{e^2 \text{tg} \Psi}{\lambda^2 \beta \text{Im} \epsilon(\lambda)} \quad /7/$$

Учитывая, что  $\text{tg} \Psi = 1/\text{tg} \alpha$ , где  $\alpha$  - угол скольжения, получаем окончательно:

$$\frac{d^2 W}{d\lambda d\phi} = \text{const} \frac{1}{\text{tg} \alpha} \quad /8/$$

Таким образом, при  $\lambda_0 = 3366 \text{ \AA}$  в серебре возникают условия для испускания излучения Вавилова-Черенкова под углом  $90^\circ$  и скользящее падение электронов в силу последнего создает благоприятные условия для его выхода в вакуум.



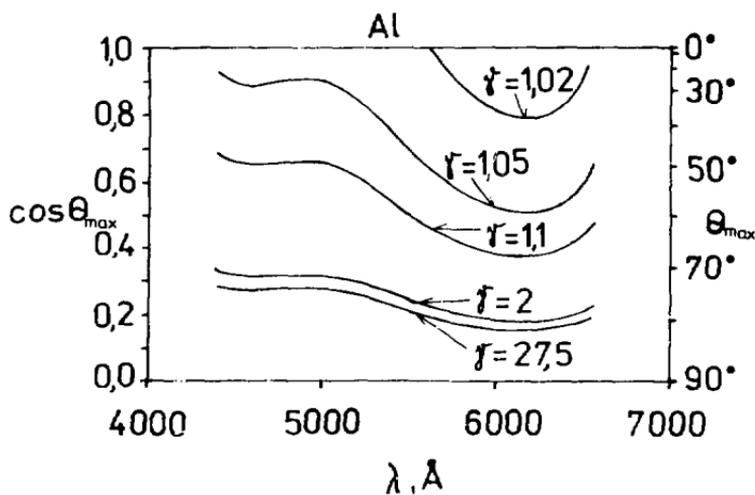
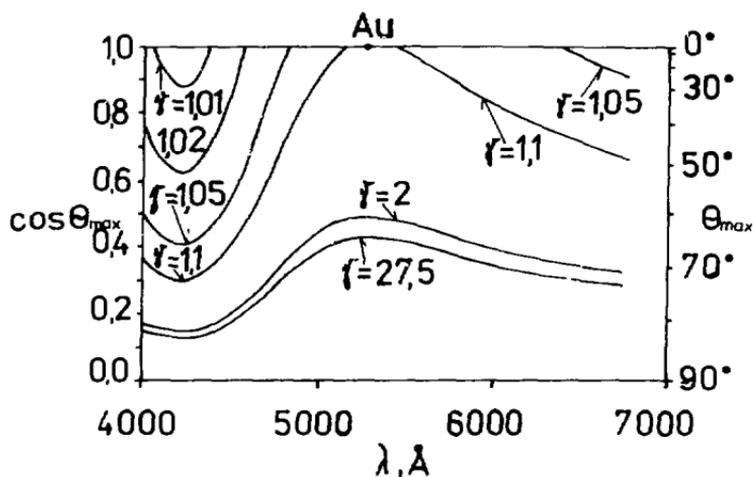


Рис.4-8. То же, что и на рис. 1, только для металлов Ni,Cu,Pt, Au,Al) соответственно.

Следует отметить, что длина волны  $\lambda_0$  является характеристикой среды /в данном случае серебра/ и поэтому не может зависеть ни от угла наклона падающих электронов, ни от их энергии. Серебро в этом смысле является уникальным металлом, поскольку, как это следует из рассмотрения оптических характеристик и направленности излучения Вавилова-Черенкова в других металлах /см. рис. 4 8/\*, среди них нет такого, для которого бы в видимой области длин волн выполнялось условие /2/. Для более коротких длин волн аналогичный случай, вероятно, может возникнуть для Ge при  $\lambda \approx 2800 \text{ \AA}$  и для Si при  $2200 \text{ \AA}$ .

### 3. ОЦЕНКА ВКЛАДА ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Для оценки энергии, теряемой электроном на излучение Вавилова-Черенкова в поглощающей среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ , воспользуемся модифицированной формулой Будина /5/. Однако в расчетах по этой формуле будет использовано пороговое условие для возникновения излучения Вавилова-Черенкова не в форме, следующей из теории Тамма-Франка, а в виде:

$$\beta_0 = \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \epsilon|}}{|\epsilon|} \quad /9/$$

вытекающем из условия /2/.

При больших показателях преломления, характерных для металлов, излучение Вавилова-Черенкова возникает под большими углами даже при низких скоростях. А так как угол полного внутреннего отражения  $\theta^*$  в металле, естественно, мал, то значительная часть спектра излучения всегда остается в металле. Тем не менее в случае серебра излучение Вавилова-Черенкова может возникать и под малыми углами:  $\theta_{\text{ch}} \cdot \theta^*$ . Так,

\* Для удобства пользования рис. 4:8 в конце работы прилагаются графики зависимости  $\beta(\gamma)$  и  $E_e(\gamma)$  /см. рис. 10 и 11/.

для  $\gamma = 1,1$  это происходит вблизи длин волн  $\lambda_1 = 3300 \text{ \AA}$  и  $\lambda_2 = 3400 \text{ \AA}$  /см. рис. 2/.

Интенсивность излучения Вавилова-Черенкова в диапазоне длин волн от  $\lambda = 3304 \text{ \AA}$  до  $\lambda = 3312 \text{ \AA}$ , возникающего в поверхностной зоне толщиной  $d = 1000 \text{ \AA}$  при нормальном падении частицы на границу Аг- вакуум и вышедшего в вакуум /с учетом его отражения и преломления/, показана на рис. 9 /кривая 1/.

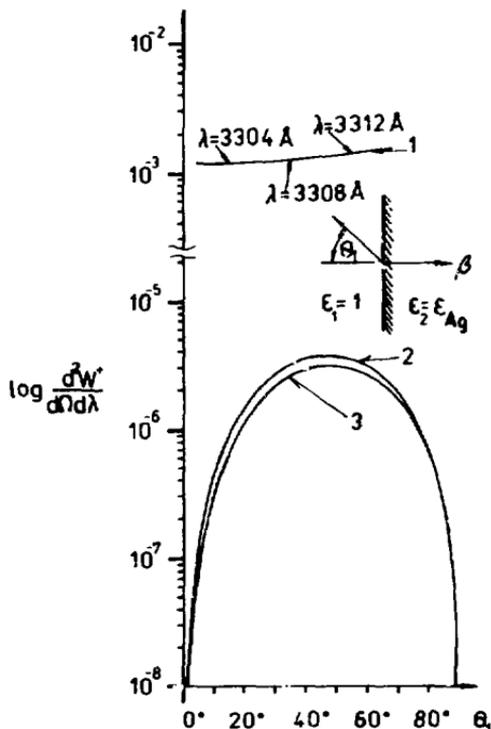


Рис.9. Угловые распределения интенсивности излучения Вавилова-Черенкова /кривая 1/ и переходного излучения /кривые 2 и 3/. Кривая 1 рассчитана по формуле Гудина /1/ в диапазоне длин волн  $\lambda = 3304 - 3312 \text{ \AA}$  для перпендикулярного падения частицы с  $\gamma = 1,1$  на поверхность серебра. Кривые 2 и 3 рассчитаны по формулам переходного излучения, испущенного "назад" /т.е. в вакуум/ для  $\gamma_1 = 1,1$  и двух длин волн,  $\lambda_2 = 3300 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 3360 \text{ \AA}$  соответственно.

Для сравнения на этом рисунке приведены угловые распределения интенсивности переходного излучения для той же границы раздела, наблюдаемого в вакууме /т.е. для излучения "назад"/ для  $\gamma = 1,1$  и двух длин волн,  $\lambda = 3300 \text{ \AA}$  и  $\lambda = 3360 \text{ \AA}$ . Из рисунка видно, что в диапазоне углов  $\theta$  от  $30^\circ$  до  $60^\circ$  /для которых обычно проводятся измерения интенсивности ПИ/ отношение интенсивностей черенковского и переходного излучений составляет не менее двух порядков. Разумеется, при наблюдении ПИ "назад" в вакууме излучение Вавилова-Черенкова будет только от частиц, испытавших обратное рассеяние. Поэтому соотношение интенсивностей этих излучений, естественно, в реальных условиях эксперимента будет сильно зависеть от этого фактора.

Ввиду трудностей детального учета вклада излучения Вавилова-Черенкова от многократно рассеянных электронов низких энергий мы ограничились здесь лишь указанием на возможный качественный эффект.

В связи с вопросами, затронутыми здесь, мы хотели бы обратить внимание на то, что эффект излучения Вавилова-Черенкова в металлах может также иметь место в экспериментах<sup>6</sup> по изучению эффекта Смита-Перселла. Действительно, переходное излучение и излучение Вавилова-Черенкова, возникающее

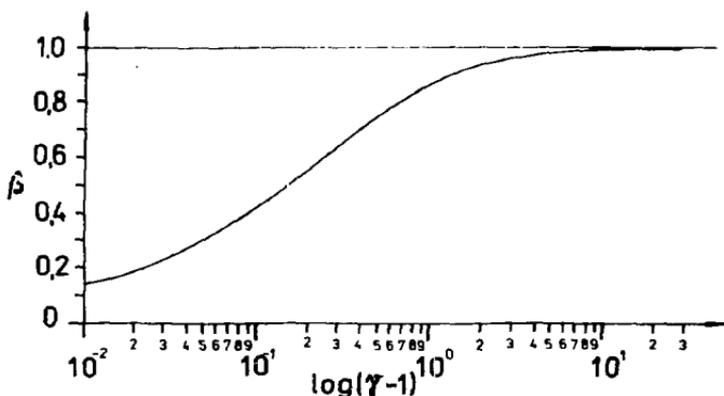


Рис.10. Зависимость скорости частицы  $v = \beta c$  от  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ .

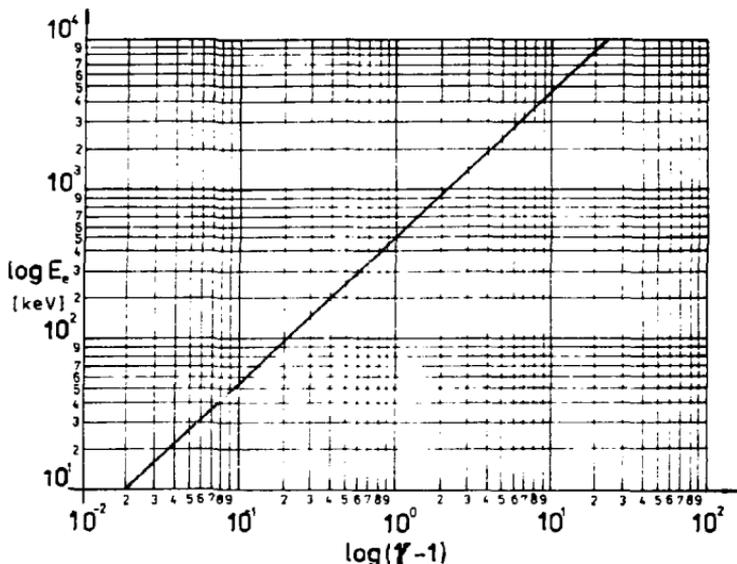


Рис.11. Зависимость кинетической энергии электрона  $E_e$  от  $\gamma$ .

на отдельных зубьях дифракционной решетки, может приводить к такому же интерференционному явлению, как эффект Смита-Перселла. Аналогичный эффект интерференции, только для одного ПИ, в настоящее время уже наблюдался в эксперименте Вардского<sup>17</sup>.

#### 4. О БЕСПОРОГОВОМ ХАРАКТЕРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Из вышеприведенного анализа соотношения /1/ для направленности излучения Вавилова-Черенкова был уже сделан один вывод о необычном характере излучения в серебре вблизи  $\lambda_0 = 3366 \text{ \AA}$ : излучение испускается под всеми углами, вплоть до  $90^\circ$  в узком диапазоне длин волн  $\lambda \sim 100 \div 200 \text{ \AA}$  и практически при всех  $\gamma$ . Последнее обстоятельство следует из обращения  $\text{Re} \epsilon$  в нуль на указанной длине волны. По этой же причине излучение Вавилова-Черенкова должно иметь вблизи этой длины волны беспороговый характер. Действительно, при

$\text{Re} \epsilon \rightarrow 0$  отношение  $\frac{|\epsilon|}{\sqrt{|\text{Re} \epsilon|}} \rightarrow \infty$ , а  $\beta$  согласно соотношению

/9/ стремится к нулю. В связи с этим интересно заметить, что вследствие беспороговости при замедлении электрона за счет ионизационных потерь он будет испускать излучение под углом  $\theta_{\text{ch}} \approx 90^\circ$  в области длин волн, близких к  $\lambda_0$ , практически до полной своей остановки.

Отметим здесь, что введение в соотношение  $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$

для направленности излучения показателя преломления, определяемого формулой  $n = \sqrt{\frac{|\text{Re} \epsilon| + |\epsilon|}{2}}$ , к беспороговости не приводит /см. пунктирную кривую на рис. 1/.

Несмотря на то, что законность использования формулы /2/ для среды с поглощением даже для излучения Вавилова-Черенкова в оптическом диапазоне требует более убедительной аргументации, мы хотели бы все же обратить внимание и на важность расширения области применимости формулы /2/ в рентгеновскую область спектра. Уже неоднократно<sup>8-11</sup> обсуждалась возможность испускания релятивистскими частицами однофотонного рентгеновского излучения Вавилова-Черенкова. Однако в этих работах условие для возникновения черенковского излучения /в области поглощения рентгеновских лучей/ автоматически принималось в таком виде, в каком оно справедливо для прозрачной среды, т.е.  $\beta \geq 1 \cdot \sqrt{|\text{Re} \epsilon|}$ .

Если условие /2/, действительно, является общим условием возникновения и направленности излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде /как мы понимаем, выражение /2/ экспериментально подтверждается пока лишь наличием пика в спектре излучения, наблюдаемого при скользящем падении электронов на поверхность серебра/, то при тех длинах волн рентгеновской области, где  $\text{Re} \epsilon = 0$ , излучение должно также возникать и иметь беспороговый характер. В этой связи интересно заметить, что многозарядные ионы, даже нерелятивистские, могли бы быть тогда мощным источником рентгеновского излучения.

В заключение мы хотели бы еще раз подчеркнуть, что выводы о возможности возникновения рентгеновского излучения Вавилова-Черенкова, сделанные в этом разделе, не являются категоричными и основаны, скорее, на косвенных рассуждениях, так как строгой теории /такой, как теория Гамма-Франка для прозрачной среды/ излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде в настоящее время не существует.

Создание такой теории помогло бы не только правильно определять пороговое условие возникновения излучения Вавилова-Черенкова в поглощающей среде, но и, возможно, выявить особенности таких свойств, как направленность излучения и его поляризация.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Boersch H. et al. *Zs. Phys.*, 1965, 187, p. 97.
2. Von Banckenhagen P. et al. *Phys. Lett.*, 1964, 11, p. 296.
3. Zrelou V.P., Pavlović P., Ružička J. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1975, 130, pp. 513-525.  
Зрелов В.П., Павлович П., Ружичка Я. *ОИЯИ*, P1-7956, Дубна, 1974.
4. Budini P. *Nuovo Cimento*, 1953, 10, p. 236.
5. Зрелов В.П., Ружичка Я. *ОИЯИ*, P1-12253, Дубна, 1979.
6. Bachheimer J.P., Bret J.L., *C.R. Acad., Sc. Paris*, 1968, t. 266, 902B.
7. Wartski L. et al. *J. Appl. Phys.*, 1975, 46, p. 3644.
8. Базылев В.А., Варфоломеев А.А., Жеваго Н.К. *ЖЭТФ*, 1974, 66, с. 464.
9. Базылев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 24, вып. 7, с. 406-409.
10. Федоров В.В., Смирнов А.И. *Письма в ЖЭТФ*, 1976, т. 23, вып. 4, с. 34-36.
11. Самсонов В.М. *ЛИЯФ*, 1978, № 393.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1979 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Заказ 26245. Тираж 630. Уч.-изд. листов 0,93.  
Редактор Н.Н. Зрелова. Подписано к печати 22.03.79 г.  
Корректор Р.Д. Фомина.