

3-895

7/1-1969

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 4364



В.П.Зрелов, П.Павлович, П.Шулек

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В ДВУХОСНОМ КРИСТАЛЛЕ
ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

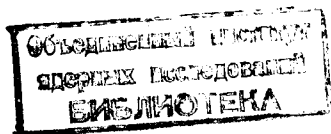
1969

P1 - 4364

В.П.Зрелов, П.Павлович, П.Шу:ек

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В ДВУХОСНОМ КРИСТАЛЛЕ
ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА

Направлено в "Czechoslovak Journal
of Physics"



7805/1 чр.

Посвящается памяти профессора
Честмира Музикаржа

1. В в е д е н и е

Изучению свойств излучения Вавилова-Черенкова в кристаллах посвящены пока только две экспериментальные работы. Е одной из них В.П.Зрелов^{/1/} исследовал свойства излучения Вавилова-Черенкова в одноосном кристалле исландского шпата. В ней, в частности, были подтверждены предсказания теории, развитой В.Л.Гинзбургом^{/2/}, В.Е.Пафомовым^{/3/} и Ч.Музикаржем^{/4/}, о существовании двух конусов излучения при движении частицы перпендикулярно оптической оси.

В другой работе Гфоллер^{/5/} также с отрицательным одноосным кристаллом NaNO_3 ($n_o = 1,61$ и $n_e = 1,34$ для $\lambda = 4500\text{Å}$) исследовал соотношение интенсивностей суммарного излучения при движении электронов (от P^{32}) вдоль оси кристалла и перпендикулярно к ней. Его измерения оказались в согласии с расчётами Б.М.Золотовского^{/6/}.

В настоящей работе описаны опыты по исследованию некоторых свойств излучения Вавилова-Черенкова в двухосном кристалле триглицинсульфата (ТГС), имеющего состав $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})_3 \cdot \text{H}_2\text{SO}_4$ и показатели преломления вдоль главных диэлектрических осей $n_1 = 1,479$; $n_2 = 1,547$; $n_3 = 1,572$ для $\lambda = 6500\text{Å}$, измеренные с точностью $\pm 0,002$ в работе Н.Р.Иванова и В.Ф.Зотова^{/7/}.

Разумеется, теория излучения Вавилова-Черенкова, основанная на уравнениях обычной электродинамики для анизотропной среды, заранее предсказывает все основные свойства излучения и в двухосных кристаллах, поскольку эти свойства определяются диэлектрическими посто-

янными кристаллов, т.е. макроскопическими величинами. Однако априори нельзя утверждать, что, кроме предсказываемых характеристик излучения Вавилова-Черенкова не могут возникать дополнительные, обусловленные более сложной структурой кристаллов. В оптике, например, для объяснения явления оптической активности необходимо привлечение микроскопических параметров среды, равных по порядку величины отношению размера молекулы к длине световой волны. Иначе говоря, оптическая активность может быть объяснена только пространственной дисперсией среды, т.е. зависимостью диэлектрической проницаемости как от частоты, так и от волнового вектора. В принципе пространственная дисперсия может стать причиной появления нового вида излучения Вавилова-Черенкова, предсказанного в работе В.Н.Аграновича и др.^{/8/}

2. Постановка опыта

При выборе схемы эксперимента мы не нашли лучшей, чем та, которая использовалась в^{/1/} (см. рис. 1).

Хотя такая простая схема опыта дает на некоторые вопросы лишь качественный ответ но тем не менее она позволяет видеть весьма наглядную картину в целом и сравнивать ее с тем, что имеет место в изотропной среде.

В опыте использовался пучок протонов диаметром 5 мм с энергией (663 ± 5) Мэв от синхротрона ОИЯИ. Протоны проходили пластинку ТГС и испускали в ней излучение Вавилова-Черенкова, которое фокусировалось плоскогараболической линзой с $f = 22,7 \pm 0,1$ мм и $n_D = 1,512 \pm 0,001$. В фокальной плоскости линзы излучение регистрировалось на цветную негативную пленку "Orwo - color" 16 DIN. Для получения хорошего изображения на фотопленке требовалось пропустить через кристалл около 10^{11} протонов.

Исследовались свойства излучения для трех частных случаев движения частиц:

- а) перпендикулярно плоскости оптических осей;
- б) вдоль малой биссектрисы;
- в) вдоль большой биссектрисы.

Для этого использовались три кристалла ТГС, вырезанные параллельно плоскости оптических осей, перпендикулярно малой и большой биссектрисам.

Толщина пластинок по пучку была $(1,009 \pm 0,001) \text{ г/см}^2$ (при $\rho_{\text{ТГС}} = (1,665 \pm 0,003) \text{ г/см}^3$). Пластины имели размер $20 \times 20 \times 6,1 \text{ мм}^3$. Ионизационные потери протонов 662 Мэв в ТГС составляли $2,30 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^2/\text{г}$. Средняя энергия в центре пластинки кристалла составляла 661,9 Мэв, что соответствовало средней скорости протонов $\beta = 0,81006 \pm 0,00133$. Энергия протонов в линзе с учётом их замедления (при эффективной длине плоско-параболической линзы $f_{\text{эф}} = 6 \text{ мм}$) была равна $E = 659,4 \text{ Мэв}$, а средняя скорость $\bar{\beta}_l = 0,8094$.

3. Предсказания теории и результаты опытов

Будучи в 1961 году в ОИЯИ, профессор Ч.Музикарж (по просьбе одного из авторов настоящей статьи) получил соотношения^{х/} как для свойств направленности излучения Вавилова-Черенкова в двухосных кристаллах, так и для азимутального распределения интенсивности по двум конусам необыкновенных волн различной поляризации. Некоторые результаты, касающиеся только зависимости спектральной плотности излучения Вавилова-Черенкова в двухосных кристаллах вблизи порога излучения, проф. Ч.Музикарж опубликовал несколько позже^{/9/}.

Из кристаллоптики известно, что двухосные кристаллы характеризуются тремя главными диэлектрическими постоянными: ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 (или соответственно главными показателями преломления: $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$, $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ и $n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$), которые вдоль главных диэлектрических осей кристалла X_1 , X_2 , X_3 располагаются так, как показано на рис. 2.

^{х/}См. В.П.Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Атомиздат, 1968.

Напомним, что в двухосных кристаллах имеются два направления, называемые оптическими осями или бинормальями, вдоль которых показатели преломления необыкновенных волн с различной поляризацией совпадают. Эти оси располагаются в плоскости $X_1 O X_3$, а половина угла между ними определяется формулой /10/

$$\operatorname{tg} \beta = \sqrt{\frac{\epsilon_3 (\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_1 (\epsilon_3 - \epsilon_2)}}. \quad (1)$$

Для ТГС при $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ $\epsilon_1 = 2,18744$; $\epsilon_2 = 2,39321$; $\epsilon_3 = 2,47118$, а $\beta = 59,92^\circ$. По измерениям /7/ $\beta = 61,12^\circ$.

Формула для определения угла θ между волновой нормалью испускаемого излучения и направлением скорости частицы для случая ее движения вдоль оси X_1 по Музикаржу имеет вид

$$\cos \theta_{1,2} = \frac{x}{\sqrt{\rho_{1,2}^2 + x^2}}, \quad (2)$$

где

$$\rho_{1,2}^2 = \frac{\epsilon_2 \epsilon_3 - \epsilon_1 x^2 + (\epsilon_1 - x^2) A_1 \pm \sqrt{[\epsilon_2 \epsilon_3 - \epsilon_1 x^2 + (\epsilon_1 - x^2) A_1]^2 - 4 \epsilon_1 A_1 (x^2 - \epsilon_2)(x^2 - \epsilon_3)}}{2 A_1} \quad (3)$$

$A_1 = \epsilon_2 \cos^2 \phi + \epsilon_3 \sin^2 \phi$, а $x = \frac{1}{\beta}$ ($v = \beta c$ — скорость частицы). Знаки (\pm) в (3) соответствуют испусканию двух необыкновенных волн со взаимно перпендикулярной поляризацией. Угол ϕ (при движении части вдоль оси X_1) отсчитывается от плоскости $X_1 O X_2$.

Азимутальное распределение спектральной плотности излучения также для случая движения вдоль оси X_1 определяется выражением

$$S_{\omega} = \frac{e^2 \omega}{2\pi c^2} \int_0^{2\pi} F_{\pm}(\phi) d\phi, \quad (4)$$

где

$$F_{\pm}(\phi) = \frac{x^2}{\epsilon_1} \rho^2 \frac{\rho^2 (A_1 \epsilon_1 + \epsilon_2 \epsilon_3) + \epsilon_1 [\epsilon_2 (x^2 - \epsilon_3) + \epsilon_3 x^2 - \epsilon_2]}{2A_1 \rho^2 + A_1 (x^2 - \epsilon_1) + x^2 \epsilon_1 - \epsilon_2 \epsilon_3} \times$$

$$\times \frac{[\cos^2 \phi (\epsilon_1 - \epsilon_2)(\rho^2 + x^2 - \epsilon_3) + \sin^2 \phi (\epsilon_1 - \epsilon_3)(\rho^2 + x^2 - \epsilon_2)]^2}{\rho^2 \sin^2 \phi \cos^2 \phi (\epsilon_2 - \epsilon_3)(\rho^2 + x^2 - \epsilon_1)^2 + x^2 [\cos^2 \phi (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 (\rho^2 + x^2 - \epsilon_3)^2 + \sin^2 \phi (\epsilon_1 - \epsilon_3)^2 (\rho^2 + x^2 - \epsilon_2)^2]}.$$

Знаки (+) в (5) соответствуют знакам в (3).

Пороговые скорости определяются $x_{\text{пор}}^2 = \epsilon_2$ или ϵ_3 также в зависимости от знака в ρ^2 .

Формулы для S_{ω} , а также $\theta_{1,2}$ при движении частиц вдоль осей X_2 и X_3 получаются из (3) путем циклической замены $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3$, $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2 \rightarrow \epsilon_3$, $A_1 \rightarrow A_2 \rightarrow A_3$, причем угол ϕ будет отсчитываться от плоскостей $X_2 O X_3$ (при движении вдоль X_2) и от $X_3 O X_1$ (при движении вдоль оси X_3).

Сравнительно недавно Обдржалек^{/11/} получил выражения для направленности излучения Вавилова-Черенкова и S_{ω} в двухосном кристалле с магнитной восприимчивостью $\mu \neq 1$.

Для угла θ между волновой нормалью и скоростью частицы согласно^{/11/}

$$\cos \theta = \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{x + \sigma}}, \quad (6)$$

где $\sigma = \frac{1}{\beta^2 \mu}$, а x для случая движения частицы вдоль оси X_3 равен:

$$x_{1,2} = \frac{-(\epsilon_3 \sigma - \epsilon_1 \epsilon_2 + E\epsilon - E\epsilon_3) \pm \sqrt{(\epsilon_3 \sigma - \epsilon_1 \epsilon_2 + E\sigma - E\epsilon_3)^2 - 4\epsilon_3 E(\sigma - \epsilon_1)(\sigma - \epsilon_2)}}{2E}, \quad (7)$$

где $E = \epsilon_1 \cos^2 \phi + \epsilon_2 \sin^2 \phi$.

Выражение для полной энергии излучения на единицу пути по Обдржалеку [11] также для случая движения частицы вдоль оси X_3 имеет вид

$$W = \frac{e^2 \mu}{2\pi c^2 \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega F, \quad (8)$$

где

$$F = \sum_{a=1}^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x+\sigma) \frac{V^3 \{x(\epsilon_1 \epsilon_2 + \epsilon_3 E) + \epsilon_1(\sigma - \epsilon_2) + \epsilon_2(\sigma - \epsilon_1)\}}{[x\epsilon_1^2(x + \sigma - \epsilon_2)^2 \cos^2 \phi + \epsilon_2^2(x + \sigma - \epsilon_1)^2 \sin^2 \phi + \epsilon_3^2 \Lambda^2]^{3/2}} d\omega, \quad (9)$$

$$\Lambda = \epsilon_3 \sigma + \epsilon E - \epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_3 E,$$

$$\Lambda = (\sigma - \epsilon_1)(\sigma - \epsilon_2) + x(\sigma - E) \quad \text{для } x, \text{ определяемого (7).}$$

Для сравнения этих формул с соответствующими формулами Музикаржа необходимо положить $\mu = 1$ и произвести замену: $x \rightarrow \rho^2$, $\sigma \rightarrow x^2$,

$E \rightarrow A$, $a = 1$ на знак (+), $a = 2$ на знак (-). Выполнив эту замену, мы получим, например, для случая движения вдоль оси X_1 , другое выражение, нежели формула (5).

Как показывают расчёты, произведенные Обдржалеком в Праге и нами, результаты, несмотря на разное написание формул, получаются тождественными.

1. Движение частицы вдоль оси X_1 (или вдоль малой биссектрисы). Для такого случая использовалась пластинка кристалла ТГС, вырезанная перпендикулярно оси X_1 , а главные диэлектрические оси располагались так, как показано на рис. 3. (v_1, v_2, v_3 - главные фазовые скорости).

Свойства направленности излучения в этом случае иллюстрируются построениями Гюйгенса, выполненными в двух плоскостях X_1OX_3 ($\phi = 90^\circ$) и X_1OX_2 ($\phi = 0$) для скорости частицы $\beta = 0,81$ (рис. 4). Поскольку в построениях Гюйгенса фигурирует лучевая поверхность, то точки касания волнового фронта с этой поверхностью указывают направление лучевого вектора \vec{S} . Для знака (+) направления \vec{S} и направления нормали \vec{N} совпадают, а для знака (-) они различны.

а) Распределение интенсивности излучения по углу ϕ для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_1 кристалла ТГС, рассчитанное по формуле Музикаржа (5) для $\lambda = 6500 \text{ \AA}$, показано на рис. 5а). Из рисунка видно, что $F_-(\phi)$ имеет вид овала с почти равномерным распределением интенсивности по углу ϕ (максимальная величина $F_-(90^\circ) = 0,060975$, а минимальная $F_-(65^\circ) = 0,052677$), так что неравномерность распределения $F_-(90^\circ) - F_-(65^\circ) / F_-(90^\circ)$ не превосходит 13,6%.

Распределение $F_+(\phi)$ имеет вид четырех слабых дуг, охватывающих распределение $F_-(\phi)$. Максимальное значение $F_+(65^\circ) = 0,00776$, а отношение $F_-(90^\circ) / F_+(65^\circ) = 7,86$.

Из формулы (4) следует, что зависимость энергии излучения от длины волны, как и в изотропной среде, без учёта зависимости $n(\lambda)$ имеет вид $S(\lambda) \approx 1/\lambda^3$. Учёт дисперсии $n_1(\lambda)$ при вычислении $S(\lambda)$ приводит к незначительному отклонению от этой зависимости, как это показывает табл. 1, где $S(\lambda_1 = 6500 \text{ \AA})$ принято за единицу.

Как видно из табл. 1 учёт дисперсии, например для $\lambda = 4250 \text{ \AA}$, приводит к увеличению интенсивности приблизительно на 6,5%.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	$S(\lambda)$ в единицах $S(\lambda_1 = 6500 \text{ Å})$ без учёта дисперсии	$S(\lambda)$ в единицах $S(\lambda_1 = 6500 \text{ Å})$ с учётом дисперсии
6500	1	1
5400	1,744	1,7835
4250	3,577	3,8110

Заметим, что поскольку выражения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ в случае $\phi = 0^\circ$ и $\phi = 90^\circ$ имеют неопределенность, то при вычислении интегралов по ϕ интегрирование производилось до углов ϕ_1 , отстоящих по ϕ от этой неопределенности приблизительно на 10 минут. Точность интегрирования составляла 0,5%.

Если сравнить спектральную плотность излучения на длине волны $\lambda = 6500 \text{ Å}$ при движении частицы с $\beta = 0,81$ через двухосный кристалл вдоль оси X_1 с соответствующей величиной для изотропной среды с показателем преломления $n = n_3 = 1,572$, то получится, что

$$\frac{F_+ + F_-}{1 - \frac{1}{\epsilon_3 \beta^2}} = \frac{0,372}{0,383} = 0,971,$$

т.е. это отношение близко к единице.

На рис. 56 приведена фотография излучения Вавилова-Черенкова, полученная по схеме опыта, изображенной на рис. 1 (при движении протонов вдоль оси X_1). На фотографии виден сплошной овал необыкновенных волн F_- и дуги необыкновенных волн F_+ . Спектр излучения, как и в изотропной среде, имеет непрерывный характер. Из сравнения расчетного распределения и полученного на опыте можно сделать заключение о качественном согласии этих распределений. Количественные измерения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ не производились из-за трудностей фотометрирования цветного негативного изображения излучения, имеющего непрерывный спектр.

На фотографии центральное пятно - это автограф пучка протонов, а сплошное внутреннее кольцо - это реперное кольцо излучения Вавилова-Черенкова от линзы.

б) Проверка свойств направленности. Угол излучения в линзе служил репером, относительно которого производился отсчёт других углов.

В связи с тем, что плоскопараболическая линза имеет толщину 12 мм (при $f = 22,7$ мм для параксиальных лучей), а эффективно в качестве радиатора работает лишь слой линзы, прилегающий к плоской ее поверхности ($\approx 3-4$ мм), то будет справедливо соотношение:

$$\operatorname{tg} \theta'_{+,-} = \frac{R(\theta'_{+,-}) \operatorname{tg} \theta_{\text{л}}}{R_{\text{л}}} = K \operatorname{tg} \theta_{\text{л}}, \quad (10)$$

где $\theta'_{+,-}$ - угол между скоростью частицы в линзе и направлением нормали необыкновенных волн (обоих знаков) от ТГС в линзе; $\theta_{\text{л}}$ - угол излучения протонов в линзе ($\theta_{\text{л}} = 35^{\circ}6'$); $R_{\text{л}}$ - радиус кольца излучения Вавилова-Черенкова от линзы в ее фокальной плоскости;

$R(\theta'_{+,-})$ - радиус в фокальной плоскости линзы, соответствующий направлению испускания волн с углами $\theta'_{+,-}$.

Переход от углов $\theta'_{+,-}$ в линзе к углам $\theta_{+,-}$ в самом кристалле осуществлялся с учётом закона преломления на границе кристалл-линза, который справедлив только для волновых нормалей:

$$n(\theta_{+,-}) \sin \theta_{+,-} = n_{\text{л}} \sin \theta'_{+,-}, \quad (11)$$

где

$$n(\theta_{+,-}) = \sqrt{\rho^2 + x^2} = \frac{1}{\beta \cos \theta_{+,-}}.$$

Исходя из (10) и (11) получаем основную расчётную формулу в виде

$$\operatorname{tg} \theta_{+,-} = \frac{\beta_{n_{\text{л}}}}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{K \operatorname{tg} \theta_{\text{л}}} \right)^2}} \quad (11')$$

Значения углов $\theta_{+,-}$, рассчитанные по формуле (2) и экспериментально определенные по цветным негативам изображений излучения Вавилова-Черенкова с использованием формулы (11'), приведены в табл. 2. Ошибки расчётных углов, приведённые в этой таблице, включают в себя как неопределённость в скорости протонов ($\Delta\beta = 0,00133 \longrightarrow \Delta\theta = \pm 7'$), так и неопределённость в величинах главных показателей преломления ($\Delta n = 0,002 \longrightarrow \Delta\theta = \pm 6'$).

Ошибки экспериментальных величин углов $\theta_{+,-}$ приведены в таблице с учётом ошибок измерения K (0,8%) (см. ф.10), а также $\Delta\theta_{\text{л}}$. Кроме того, в $\Delta\theta_{+,-}$ включена ошибка за счёт введения поправки на дисторсию плоскопараболической линзы, которая определялась экспериментально путем фотографирования трех колец излучения Вавилова-Черенкова от трех плоскопараллельных пластинок, помещавшихся вместо пластинки кристалла ТГС. При одной скорости протонов взаимное расположение колец излучения без учёта дисторсии линзы определялось только величиной показателей преломления пластинок.

Таблица 2

ϕ , град.	Расчётные значения		Экспериментальные значения	
	θ_{+}	θ_{-}	θ_{+}	θ_{-}
0		$35^{\circ}49,6' \pm 9'$		$35^{\circ}56' \pm 12'$
65	$37^{\circ}24' \pm 9'$		$37^{\circ}49' \pm 12'$	
90		$36^{\circ}33,7' \pm 9'$		$36^{\circ}47,3' \pm 12'$

Из табл. 2 видно, что углы θ_- расчётные и экспериментальные совпадают в пределах ошибок достаточно хорошо, несколько худшее согласие имеется для θ_+ (65°).

в) Поляризация излучения. Как следует из процедуры вывода Обдрже-
леком^{/11/} формулы (9), имеет место следующее равенство, написанное для случая движения частицы вдоль оси X_1 (в обозначениях Музикаржа):

$$\frac{A^2}{[\rho^2 x^2] \epsilon_2^2 (\rho^2 + x^2 - \epsilon_3)^2 \cos^2 \phi + \epsilon_3^2 (\rho^2 + x^2 - \epsilon_2)^2 \sin^2 \phi + \epsilon_1^2 A^2} = \frac{E_1^2}{\epsilon_2^2 E_2^2 + \epsilon_3^2 E_3^2 + \epsilon_1^2 E_1^2} \quad (12)$$

Откуда для компонент электрического вектора излучения E_1, E_2, E_3 имеем:

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= (x^2 - \epsilon_2)(x^2 - \epsilon_3) + \rho^2(x^2 - A_1) ; \\ E_2 &= \rho x (\rho^2 + x^2 - \epsilon_3) \cos \phi ; \\ E_3 &= \rho x (\rho^2 + x^2 - \epsilon_2) \sin \phi ; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $A_1 = \epsilon_2 \cos^2 \phi + \epsilon_3 \sin^2 \phi$, а ρ^2 определяется формулой (3).

Проекции $E_{\pm}(\phi)$ электрических векторов необыкновенных волн обоих знаков (на плоскость, перпендикулярную оси X_1) показаны на рис. 5а). Построения произведены только в одной четверти по ϕ от 0 до $\pi/2$ и с использованием только компонент $E_2(\phi)$ и $E_3(\phi)$. Из рисунка видно, что эти проекции перпендикулярны только при $\phi = 0$ и

$\phi = \pi/2$. Но в пространстве (т.е. с учётом компоненты E_1) вектора $\vec{E}_+(\phi)$ и $\vec{E}_-(\phi)$ должны быть взаимно перпендикулярны при каждом ϕ .

Поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова при движении протонов вдоль оси X_1 ТГС проверялись в двух опытах, аналогичных показанному на рис. 1, но с добавлением пленочного поляроида между линзой и цветной пленкой.

В первом опыте поляроид ориентировался вдоль плоскости X_1OX_3 . В этом случае согласно формулам (13) и рис. 5а) в зависимости $F_-(\phi)$ должно исчезнуть излучение при $\phi = 0$ (в плоскости X_1OX_2), а излучение $F_+(\phi)$ должно пройти ослабленным без существенного изменения распределения интенсивности по ϕ . Так, если максимум распределения $F_+(\phi)$ до поляроида приходится на $\phi \approx 65^\circ$, то после поляроида он должен наблюдаться при $\phi = 55^\circ$ (E_3^{\max} при $\phi = 40^\circ$).

На рис. 6а) показан результат такого опыта. Как видно, он согласуется с такого рода предсказаниями.

При ориентировке оси поляроида вдоль оси кристалла X_2 , наоборот, $F_-(\phi)$ будет иметь максимум при $\phi = 0$ и $F_-(\phi)$ должно быть равно нулю при $\phi = 90^\circ$. Распределение $F_+(\phi)$ будет иметь максимум при $\phi = 60^\circ$ (E_2^{\max} при $\phi = 55^\circ$). Результаты опыта с такой ориентировкой показаны на рис. 6б), из которого можно сделать заключение, что теоретические предсказания и опыт качественно согласуются.

2. Движение протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_2 кристалла ТГС, т.е. перпендикулярно плоскости оптических осей

X_1OX_3 . В этом случае построения Гюйгенса будут иметь вид, показанный для двух плоскостей на рис. 7. Если сравнить их с аналогичными построениями для случая движения частиц вдоль оси X_1 (рис. 4), можно отметить, что конус лучевых скоростей \vec{S}_- лежит уже внутри конуса \vec{S}_+ .

а) Ожидаемое по расчёту распределение $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ для $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ показано на рис. 8а).

Сумма $F_+ + F_- = 0,34444$, что приблизительно на 7,5% меньше, чем при движении протонов той же скорости вдоль оси X_1 .

Распределения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$, полученные на опыте, показаны на рис. 86), откуда видно, что, как и следует из теории F_+ имеет максимум при $\phi = 0$, а $F_+ = 0$ при $\phi = 90^\circ$. И наоборот, F_- имеет максимум при $\phi = 90^\circ$, а при $\phi = 0$ интенсивность $F_- = 0$.

В табл. 3 приведены как расчётные, так и экспериментальные значения углов между скоростью частицы и нормалью к фронту волны для обеих поляризаций и для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_2 (перпендикулярно плоскости оптических осей).

Таблица 3

ϕ , град.	Расчётные значения		Экспериментальные значения	
	θ_+	θ_-	θ_+	θ_-
0	$37^\circ 48' \pm 9'$		$38^\circ 5,3' \pm 12'$	
30		$33^\circ 43,1' \pm 9'$		$33^\circ 52' \pm 12'$
60	$38^\circ 6,2' \pm 9'$		$38^\circ 28' \pm 12'$	
90		$34^\circ 36,4' \pm 9'$		$34^\circ 45' \pm 12'$

В пределах ошибок измерений $\theta_{+,-}^p$ и $\theta_{+,-}^e$ совпадают.

Поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова при движении протонов с $\beta = 0,81$ перпендикулярно плоскости оптических осей (вдоль оси X_2) видны из рис. 8а).

Если между пленкой и линзой поставить поляризатор, ориентированный вдоль оси X_3 , то должны исчезнуть волны F_- , а F_+ — остаться. При повороте поляризатора на 90° (электрический вектор пропускается вдоль оси X_1) должны исчезнуть волны F_+ , а F_- — почти полностью пройти (без учёта поглощений в поляризаторе).

На рис. 9а) и б) приведены фотографии, наглядно демонстрирующие поляризационные свойства излучения в этом случае. Как видно из них, предсказания теории качественно подтверждаются. Стметим только, что при пропускании через поляризатор волн F_- (рис. 9б) волны F_+ частично

пропускаются под углами $\phi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ и 315° , что объясняется эффектом Хазе^{/12/} (см. также работу^{/13/}).

3. Движение протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_3 кристалла ТГС, т.е. вдоль большой биссектрисы.

Расчётное распределение необыкновенных волн обеих поляризаций, $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$, в этом случае показано на рис. 10а).

Сумма спектральных плотностей излучения $(F_+ + F_-)$ в единицах e^2/c^2 для случая движения протонов вдоль оси X_3 равна 0,33385. Если сравнить эту величину с соответствующими значениями при движении частиц вдоль осей X_1 и X_2 , то можно сделать заключение о том, что максимальная интенсивность излучается при движении частиц с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_1 , а минимальная – при их движении вдоль оси X_3 , а

$$\frac{(F_+ + F_-)_{X_1}}{(F_+ + F_-)_{X_3}} = \frac{0,3720}{0,33385} = 1,114.$$

Для сравнения на рис. 10б) показано экспериментальное распределение. Как видно, имеется хорошее качественное согласие. Так, при $\phi = 0$ волны F_- имеют максимум (они расположены внутри реперного кольца от линзы), а $F_-(90^\circ) = 0$. Волны F_+ наоборот, имеют максимум при $\phi = 90^\circ$, а при $\phi = 0^\circ$ $F_+ = 0$.

В табл. 4 приведены расчётные и экспериментальные углы θ_+ и θ_- , образованные нормалью к фронтам волн F_+ и F_- и скоростью протона.

Расхождение $\theta_{+,-}^p$ и $\theta_{+,-}^{\text{эксп}}$ не выходит за пределы ошибок.

Поляризационные свойства излучения, предсказываемые теорией, показаны на рис. 10а, откуда видно, что при ориентировке поляроида вдоль оси X_2 пропускаются только волны F_+ , а при ориентировке поляроида вдоль оси X_1 должны проходить в основном волны F_- .

Таблица 4

ϕ , град.	Расчётные значения θ_+	Экспериментальные значения θ_+	Экспериментальные значения θ_-
0			$35^{\circ}4,2' \pm 12'$
30	$37^{\circ}13,5' \pm 9'$	$37^{\circ}24,5' \pm 12'$	
60			$33^{\circ}48,3' \pm 12'$
90	$37^{\circ}30' \pm 9'$	$37^{\circ}43,2' \pm 12'$	

На рис. 11а) и б) показаны оба эти случая. Согласно с предсказаниями теории имеется и здесь. Наличие небольших дуг I_+ (при пропуске волн F_-), расположенных под углами $\phi = 45^{\circ}, 135^{\circ}, 225^{\circ}$ и 315° , опять-таки объясняется эффектом Хаазе^{/12/}.

Таким образом, для всех трех исследованных случаев движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль осей X_1, X_2 и X_3 двухосного кристалла триглицинсульфата наблюдается количественное согласие данных по свойствам направленности излучения Вавилова-Черенкова с результатами, предсказываемыми теорией профессора Ч.Музикаржа. Кроме этого, во всех случаях имеется качественное согласие эксперимента и теории по распределению интенсивности излучения необыкновенных волн с обеих поляризаций по углу ϕ . а также по поляризационным свойствам, предсказываемым формулами Обдржалека^{/11/}.

4. Попытка воздействия электрического поля на свойства направленности и поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова в кристалле ТГС

В связи с тем, что кристалл ТГС является сильным сегнетоэлектриком, мы попытались воздействовать на свойства направленности и поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова электрическим полем напряженностью до 4 кв/см.

Мы не ожидали, что нам удастся наблюдать изменение угла испускания излучения при наложении поля, так как коэффициенты линейного электрооптического эффекта все же невелики.

Так, изменение двулучепреломления двухосного кристалла ТГС при наложении электрического поля E вдоль оси y , т.е. вдоль сегнетоэлектрической оси, когда можно ожидать максимального эффекта, согласно работе А.С.Василевской и др.^{/14/}, равно

$$\delta V_y = \Delta n_m - \Delta n_g \approx \frac{1}{2} (n_g^3 r_{12} - n_m^3 r_{32}) E_y = \frac{1}{2} r_2 E_y, \quad (14)$$

где n_g и n_m в наших обозначениях это $\sqrt{\epsilon_3}$ и $\sqrt{\epsilon_2}$ соответственно) — главные показатели преломления кристалла; r_{12}, r_{32} — электрооптические коэффициенты линейного эффекта ТГС. Величины δV_x и δV_z кристалла ТГС можно найти в работе^{/15/}.

При 20°C согласно^{/14/} $r_2 \approx 6 \cdot 10^{-7}$ CGSE. Тогда при электрических полях, использованных нами ($E \approx 4$ кВ/см), $\delta V_y = 4 \cdot 10^{-6}$. Таким изменениям δV_y , как показывают расчёты, соответствуют изменения угла испускания излучения Вавилова-Черенкова $\Delta \theta = 1''$, что существенно ниже точности определения углов излучения в данном опыте.

Во всех трех случаях движения протонов вдоль осей X_1, X_2 и X_3 напряжение с $E = 4$ кВ/см прикладывалось к кристаллу ТГС путем помещения его между обкладками конденсатора, одна из которых заземлялась.

При движении протонов вдоль оси X_1 кристалла ТГС электрическое поле прикладывалось как вдоль оси X_2 , так и вдоль оси X_3 . При движении протонов вдоль оси X_2 прикладывалось поле вдоль осей X_1 и X_3 , а при движении вдоль оси X_3 электрическое поле E прикладывалось вдоль X_1 и X_2 .

Были получены фотографии излучения Вавилова-Черенкова во всех этих случаях, как без поляроида, так и с поляроидом. В пределах точности опыта не было обнаружено никаких изменений ни свойств направленности излучения, ни его поляризационных свойств в кристалле ТГС под воздействием электрического поля до $E = 4$ кВ/см.

Следует, однако, заметить, что не было исследовано воздействие электрического поля, приложенного к кристаллу вдоль направления движения протонов. В этом отношении было бы интересно провести опыт для случая движения протонов вдоль сегнетоэлектрической оси (пластинка у -среза), но трудности вывода излучения из кристалла не позволили провести такой опыт.

Авторы благодарны за содействие в работе директору Лаборатории ядерных проблем проф. В.П.Джелепову и проф. Л.И.Лалидусу, а также проф. Л.М.Беляеву и И.В.Гавриловой из Института кристаллографии АН СССР за кристаллы триглицинсульфата, Я.Обдржалеку из Карлова университета в Праге за ряд обсуждений и консультаций, доктору Р.Псзе за помощь в приобретении цветной негативной пленки, Е.Яниковой и Р.Янику за большую помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. В.П.Зрелов. ЖЭТФ, 46, 447 (1964); Sov.Phys. JETP, 19, 30, (1964).
2. В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 10, 608 (1940).
3. В.Е.Пафомов. Труды ФИАН СССР, 16, 94 (1961).
4. Ч.Музикарж. ЖЭТФ, 39, 163 (1960).
5. D.Gföller. Zeit.f.Physik, 183, 83 (1965).
6. Б.М.Болотовский. УФН, 62, 20 (1957).
7. Н.Р.Иванов и В.Ф.Зотов. Кристаллография, 11, 924 (1966).
8. В.Н.Агранович, В.Е.Пафомов, А.А.Рухадзе. ЖЭТФ, 36, 238 (1959).
9. Č.Muzikář. Czech.J.Phys., B12, 561 (1962).
10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, 1957, 410 стр.
11. J.Obdržálek, Diplomová práce, Matematicko-fyzikální fakulta University Karlovy, Praha, 1964.
12. M.Naase. Zs.techn.Physik, 18, 3 (1937).
13. М.В.Лейкин, Ю.Н.Денисюк. Оптико-механическая промышленность, 9, 27 (1959).

14. А.С.Василевская, А.С.Сонин и М.А.Сленков, Кристаллография, 11, 749 (1966).

15. А.С.Василевская и А.С.Сонин, Кристаллография, 12, 297 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1969 года.

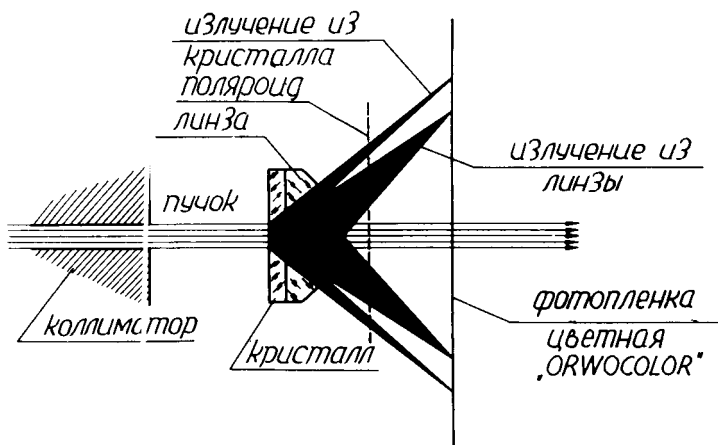


Рис. 1. Схема опыта.

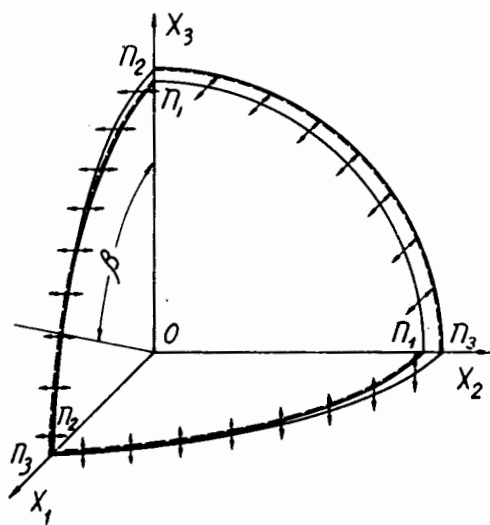


Рис. 2. Один октант двойной поверхности показателей преломления кристалла ТГС.

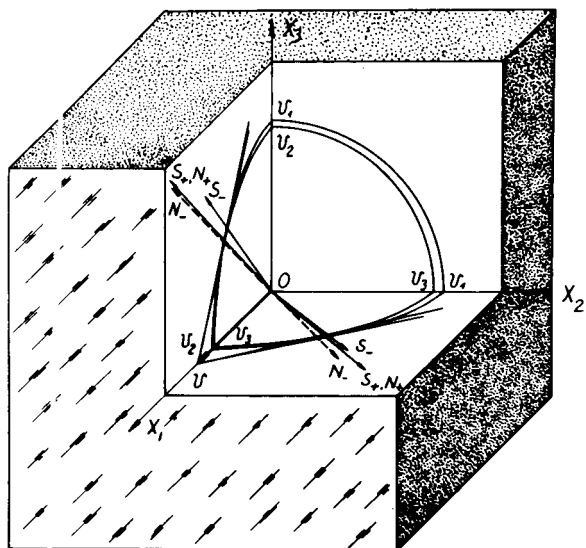


Рис. 3. Движение частицы вдоль оси X_1 , пластинки кристалла ТГС.

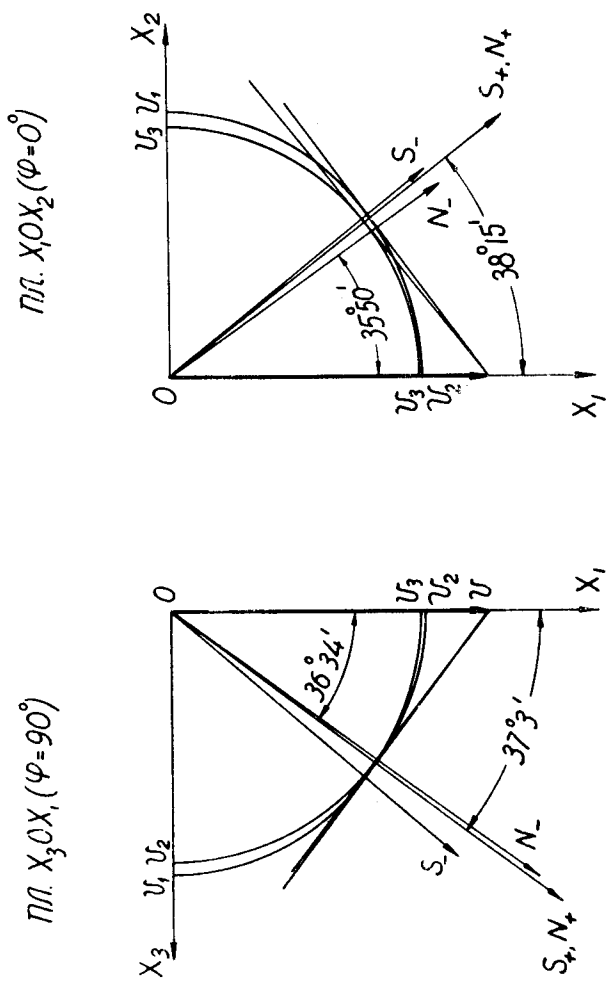
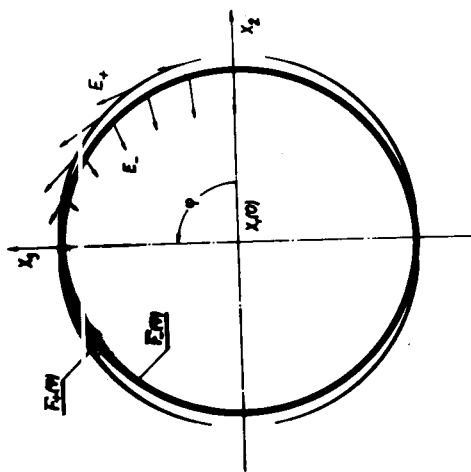
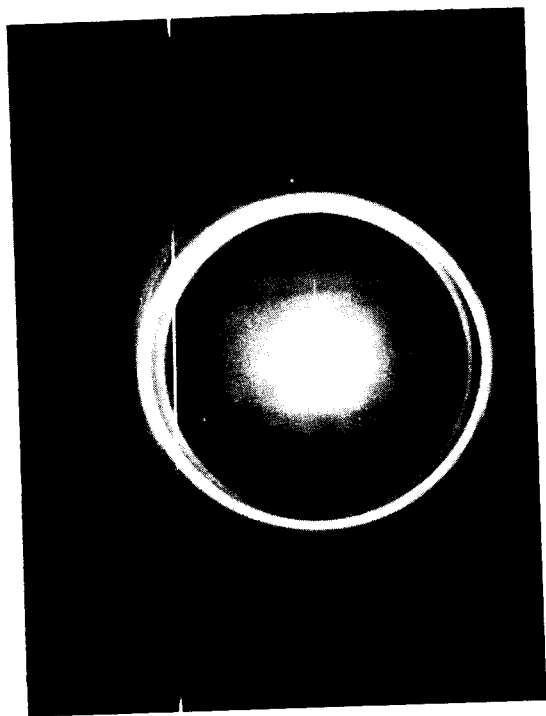


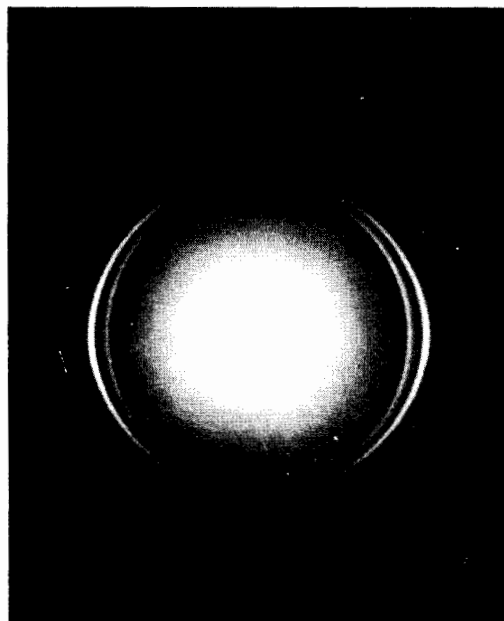
Рис. 4. Построения Гюйгенса для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль X_1 (малой биссектрисы) кристалла ТГС, выголенные для двух плоскостей X_1OX_2 ($\varphi = 0^\circ$) и X_1OX_3 ($\varphi = 90^\circ$).



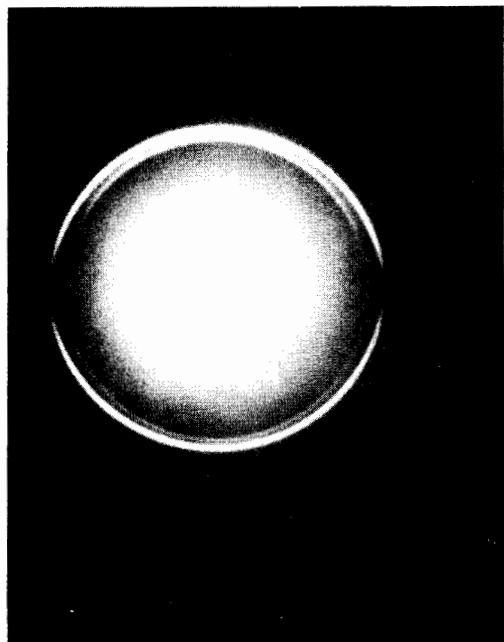
а)
 Рис. 5. Расчётное и экспериментальное распределение излучения Вавилова-Черенкова для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль малой биссектрисы: а) расчётное распределение, б) экспериментальное распределение, полученное по схеме опыта, изображенной на рис. 1 (центральное пятно - автограф пучка, внутреннее сплошное кольцо - реперное кольцо от линзы).



б)



а)



б)

Рис. 6. Фотографии, иллюстрирующие поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова при прохождении протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_1 кристалла ТГС: а) ось поляроида направлена вдоль оси X_3 , б) ось поляроида направлена вдоль оси X_2 .

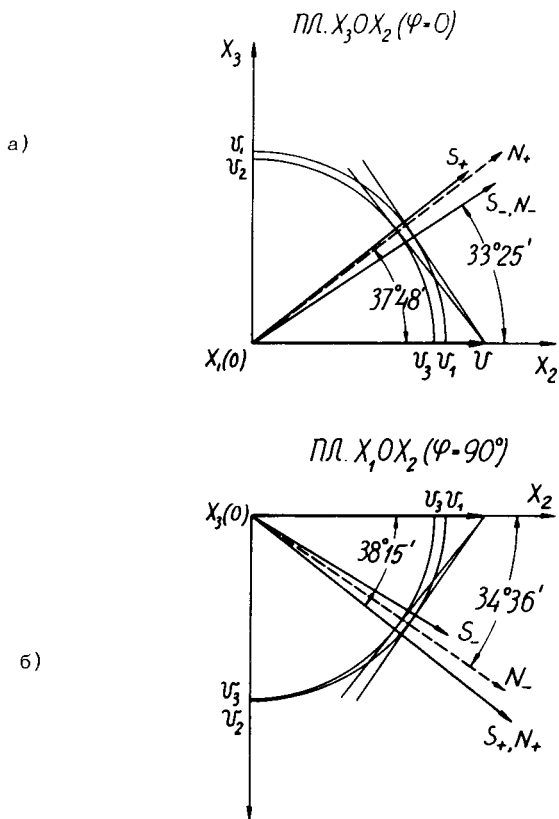
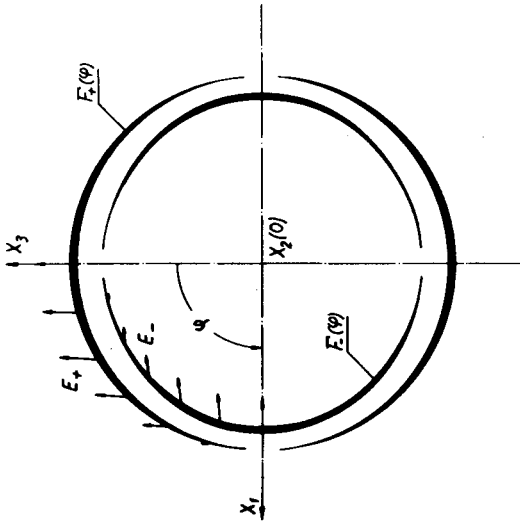
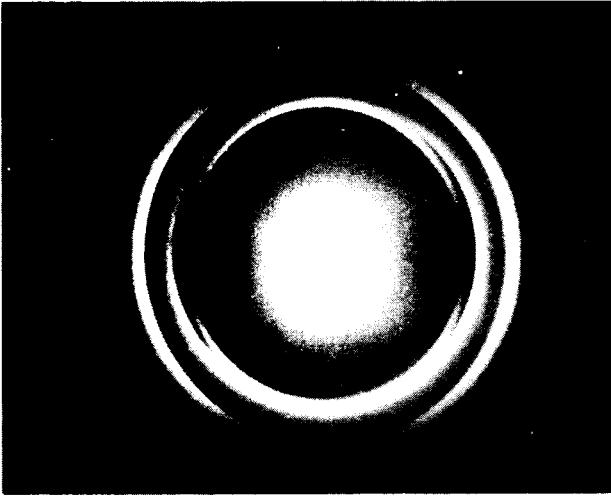


Рис. 7. Построения Гюйгенса для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_3 кристалла ТГС, выполненные для двух плоскостей: а) в плоскости X_2OX_3 ($\varphi = 0^\circ$), б) в плоскости X_1OX_2 ($\varphi = 90^\circ$)

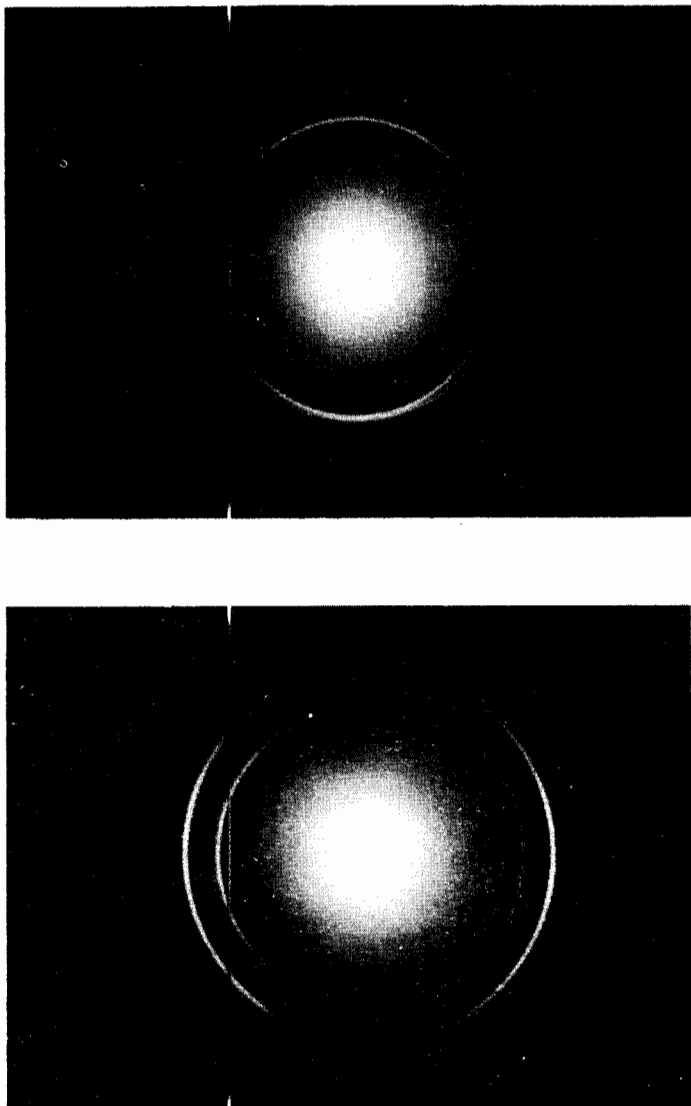


а)

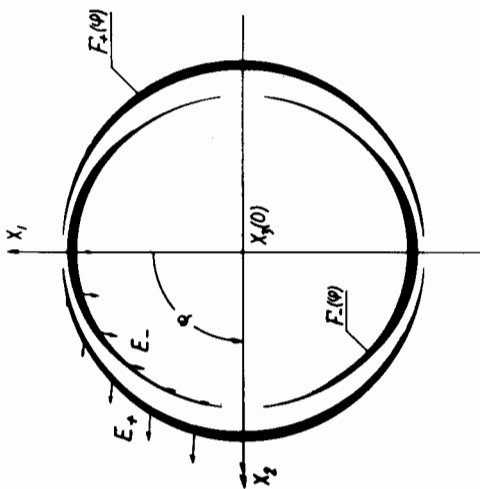


б)

Рис. 8. Расчётные и экспериментальные распределения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_2 кристалла ТГС; а) расчётное распределение $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ для $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ и расчётные направления проекции электрических векторов E_+ и E_- на плоскость $X_1 O X_2$; б) экспериментальное распределение.



а) б)
Рис. 9. Результаты опыта по проверке поляризационных свойств при движении протонов вдоль оси X_3 кристалла ТГС: а) поляририд ориентирован так, что пропускаются волны с электрическим вектором вдоль оси X_3 , т.е. волны F_+ ; б) поляририд ориентирован вдоль оси X_1 - пропускаются волны F_- .

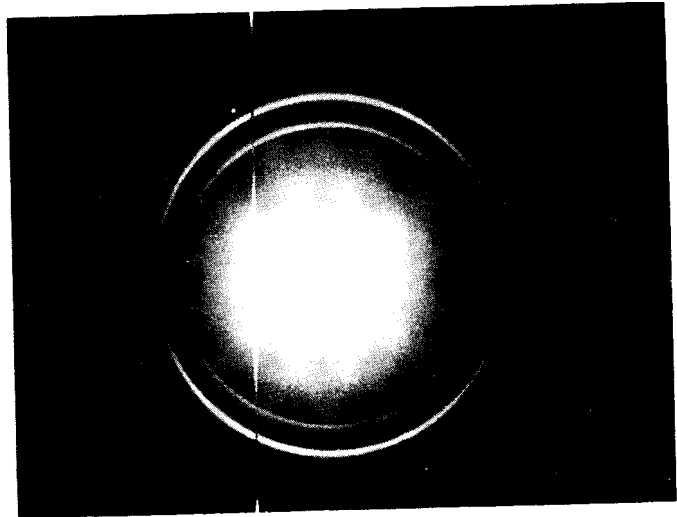
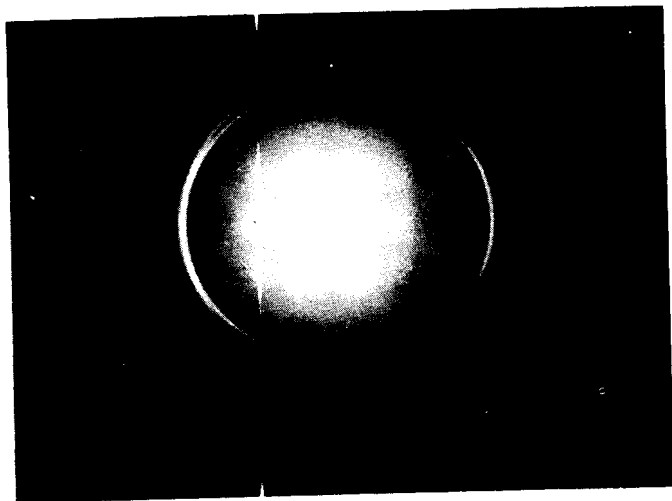


а)



б)

Рис. 10. Расчётные и экспериментальные распределения $F_+(\phi)$ и $F_-(\phi)$ для случая движения протонов с $\beta = 0,81$ вдоль оси X_3 кристалла ТГС (вдоль большой биссектрисы): а) расчётное распределение, б) экспериментальное распределение.



6)

а)

Рис. 11. Фотографии, иллюстрирующие поляризационные свойства излучения Вавилова-Черенкова при движении протонов вдоль оси X_3 кристалла ТГС: а) поляризован ориентирован так, что пропускаются волны с электрическим вектором вдоль оси X_2 , т.е. волны F_+ ; б) поляризован ориентирован вдоль оси X_1 - пропускаются волны F_- .