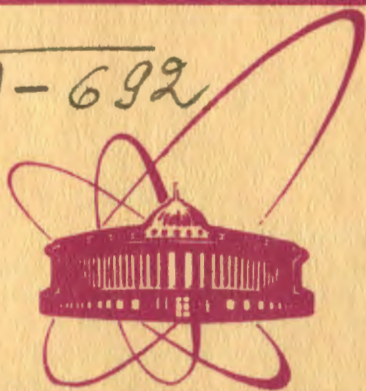


M-692



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

6432/2-81

28/11-81

P17-81-651

Д. Михалаке, Г. М. Гавриленко, В. К. Федянин

ОСОБЕННОСТИ  
СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ  
ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ  
ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ КСІ, КВr, КІ

Направлено в журнал "Physica Scripta"

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время налицо все возрастающий интерес к изучению как теоретических, так и экспериментальных аспектов излучения, возникающего при каналировании релятивистских электронов и позитронов через монокристаллы. Спектральная плотность этого излучения в области максимума существенно превосходит плотность тормозного излучения и обладает хорошей степенью монохроматичности и поляризации. Это явление может быть хорошо описано как на классическом, так и на квантовом уровне; его теория развита в ряде работ<sup>/1-14/</sup>, экспериментально это явление исследовано в<sup>/15,16/</sup>.

В настоящей работе изучаются характеристики спонтанного излучения, возникающего при плоскостном каналировании позитронов через монокристаллы  $KCl$ ,  $KBr$ ,  $KI$  вдоль кристаллографических плоскостей  $(1,1,1)$ <sup>/17/</sup>. В дипольном приближении рассчитаны спектральный состав излучения и его мощность в зависимости от угла влета частицы к кристаллографической плоскости.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В некоторых кристаллических соединениях с кубической структурой, состоящих из двух типов атомов,  $A$  и  $B$  имеются кристаллографические направления, вдоль которых кристаллические плоскости заселены только одним типом атомов,  $A$  или  $B$ , и наблюдается строгое чередование в заселенности этих плоскостей. В результате этого амплитуды усредненных потенциалов /потенциалов Линдхарда/ этих плоскостей отличаются друг от друга и возможно каналирование как между соседними кристаллографическими плоскостями, заселенными различными типами атомов, так и между ближайшими плоскостями, заселенными одним типом атомов, отвечающих большей амплитуде усредненного потенциала. Во втором случае переход каналируемой частицы в соседний канал движения обусловлен не туннелированием, а надбарьерным переходом, что в случае монокристаллических систем отвечало бы просто деканалированию. Прохождение каналируемой частицы через монокристаллы мы будем описывать как движение в усредненном потенциале, пренебрегая процессами деканалирования и потерями энергии.

Движение релятивистской частицы описывается двухкомпонентным уравнением Дирака с электростатическим потенциалом плоско-

стей  $U$ , зависящим только от координаты  $x$ . /Оси  $y$  и  $z$  лежат в плоскости, вдоль которой происходит движение частицы/. В этом случае можно произвести разделение переменных, и состояние частицы будет описываться спинором

$$\Psi_{\epsilon_n p_y p_z}(\vec{r}, t) = A \begin{pmatrix} v_1 \\ 1 \end{pmatrix} \phi_{\epsilon}(x) \frac{1}{L} \exp(ip_y y + ip_z z) \exp(-\frac{i}{\hbar} E t), \quad /1/$$

где  $\phi_{\epsilon}(x)$  удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 \phi_{\epsilon}(x)}{dx^2} = [U(x) - \epsilon] \phi_{\epsilon}(x); \quad /2/$$

$p_y, p_z$  - импульсы частицы вдоль осей  $y, z$  соответственно;  $A$  - нормировочная константа;  $M$  - релятивистская масса частицы. Мы использовали здесь обозначения работы /5/. Спектр излучения определяется переходами между уровнями энергии  $E_{\alpha}$ :

$$\hbar \omega_{\alpha\beta} = E_{\alpha} - E_{\beta}. \quad /3/$$

Этот спектр связан со спектром задачи /2/ следующей формулой /5/:

$$\epsilon = [E^2 - m_0^2 c^4 - c^2 (p_y^2 + p_z^2)] / 2E, \quad /4/$$

$m_0$  - масса покоя частицы. Так как  $E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$ ,  $p$  - импульс, то

$$\epsilon = c^2 (p^2 - p_y^2 - p_z^2) / 2E \approx E - c(m_0^2 c^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}. \quad /5/$$

Учитывая соблюдающиеся здесь законы сохранения проекций импульса  $p_y, p_z$  /см. /5/ /, видим, что спектр излучения обусловлен поперечным движением частицы и в приближении /5/ поперечное и продольное движения частицы разделяются. Этот факт позволяет существенно упростить описание, используя вместо уравнения Дирака уравнение Шредингера для поперечного движения позитрона и переходя в систему координат, связанную с продольным движением частицы. В системе отсчета, связанной с продольным движением позитрона, собственные функции и соответствующие им собственные значения спектра поперечной энергии определяются уравнением

$$\left[ \frac{\hat{p}_{\perp}^2}{2m_0} + \gamma U(x) \right] \Psi_{\epsilon_n}(x) = \epsilon_n \Psi_{\epsilon_n}(x), \quad /6/$$

где  $\gamma = (1 - v_z^2/c^2)^{1/2}$ . Излучение позитронов возникает в результате переходов между уровнями  $\epsilon_n$ . Чтобы получить спектр излучения и его угловое распределение в системе координат, связанной с кристаллом, необходимо произвести доплеровскую перенормировку частот и релятивистское преобразование угловых зависимостей /1/.

### 3. СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ТИПА АВ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Используя уравнение /6/ и проводя соответствующие преобразования при переходе к лабораторной системе отсчета, рассчитаем в дипольном приближении спектр и интенсивность спонтанного излучения позитрона при каналировании через монокристаллы типа АВ.

Аппроксимируем континуум-потенциал Линдхарда для атомных плоскостей функцией вида

$$U(x) = \frac{k}{2}(x-x_0)^2, \quad x > 0, \quad /7/$$

$$\bar{U}(\bar{x}) = \frac{k}{2}(x+x_0)^2, \quad x < 0, \quad -d_p \leq x \leq d_p,$$

то есть потенциальной функцией симметричного двухъямного осциллятора, где

$$k = A b_1^2 + B b_2^2; \quad x_0 = \left[ 1 + \frac{A}{B} \left( \frac{b_1}{b_2} \right)^2 \right]^{-1} d_p;$$

$$A = A_1 \exp\left(-b_1 \frac{d_p}{2}\right); \quad B = A_2 \exp\left(-b_2 \frac{d_p}{2}\right);$$

/8/

$$A_1 = \frac{0.35}{0.3} (2\pi Z_1 e^2 a_1 n_p); \quad A_2 = \frac{0.35}{0.3} (2\pi Z_2 e^2 a_2 n_p);$$

$$b_1 = 0.3/a_1; \quad b_2 = 0.3/a_2;$$

$a_1, a_2$  - томас-ферми-радиусы экранировки;  $d_p$  - расстояние между плоскостями;  $B_1, B_2$  - величины потенциальных барьеров плоскостей;  $Z_1, Z_2$  - атомные номера ионов кристалла;  $e$  - заряд позитрона;  $n_p = N d_p$ ;  $N$  - число атомов в элементарной ячейке кристалла и

$$B_1 = \frac{k}{2} x_0^2; \quad B_2 = \frac{k}{2} (d_p - x_0)^2. \quad /9/$$

Спектр энергии и собственные функции задачи /6/ с потенциалом /7/ даются следующими выражениями:

$$\epsilon_n = \hbar \omega_0 \left( \nu_n + \frac{1}{2} \right); \quad \omega_0 = (\gamma k / m_0)^{1/2};$$

$$\Psi_{\epsilon_n} = c_n D_{\nu_n} [\sqrt{2} a(x-x_0)], \quad x > 0;$$

$$\Psi_{\epsilon_n} = (-1)^n c_n D_{\nu_n} [-\sqrt{2} a(x+x_0)], \quad x < 0; \quad /10/$$

$$a = (m_0 \omega_0 / \hbar)^{1/2},$$

где  $D_{\nu}(x)$  - функция параболического цилиндра /18/:

$$D_{\nu}(x) = 2^{\nu/2} e^{-x^2/4} \left[ \frac{\Gamma(\frac{1}{2})}{\Gamma(\frac{1-\nu}{2})} {}_1F_1\left(-\frac{\nu}{2}, \frac{1}{2}, \frac{x^2}{2}\right) + \frac{x}{\sqrt{2}} \frac{\Gamma(-\frac{1}{2})}{\Gamma(-\frac{\nu}{2})} {}_1F_1\left(-\frac{1-\nu}{2}, \frac{3}{2}, \frac{x^2}{2}\right) \right], \quad /11/$$

${}_1F_1(a, b, x)$  - вырожденная гипергеометрическая функция;  $\Gamma(x)$  - гамма-функция. Для  $D_{\nu}(x)$  имеется представление через функцию Эрмита  $H_{\nu}(x)$ :

$$D_{\nu}(\sqrt{2}x) = 2^{-\nu/2} e^{-x^2/2} H_{\nu}(x).$$

Нормировочная константа  $c_n$  в /10/ равна

$$c_n^{-2} = \frac{[\Gamma(\frac{1}{2})]^2}{\alpha \Gamma(-\frac{1}{2}\nu_n) \Gamma(\frac{1-\nu_n}{2})} \left[ \Psi\left(\frac{1-\nu_n}{2}\right) - \Psi\left(-\frac{\nu_n}{2}\right) \right] + 2\dot{I}_n,$$

где

$$\dot{I}_n = (\alpha 2^{\nu_n+1})^{-1} \int_0^{\alpha^2 x_0^2} e^{-x} x^{-\frac{1}{2}} H_{\nu_n}^2(x) dx$$

и  $\Psi(x) = \Gamma'(x) / \Gamma(x)$  - пси-функция. Спектр  $\nu_n$  определяется из условия сшивания решений /10/ на полупрямых  $x \geq 0$ ,  $x \leq 0$  в точке  $x=0$ . Для нечетных состояний  $\nu_n = \nu_{2l+1}$  получаем уравнение

$$H_{\nu_{2l+1}}(-\alpha x_0) = 0. \quad /12/$$

Для четных состояний  $\nu_n = \nu_{2l}$  имеем

$$\alpha x_0 H_{\nu_{2l}}(-\alpha x_0) + 2\nu_{2l} H_{\nu_{2l}-1}(-\alpha x_0) = 0. \quad /13/$$

Дипольное излучение пропорционально квадрату матричного момента оператора положения позитрона  $x-x_0$ . Для матричных элементов этого оператора имеем

$$\langle \Psi_{\epsilon_n} | \mathbf{x} - \mathbf{x}_0 | \Psi_{\epsilon_{n'}} \rangle = \frac{2c_n c_{n'}}{a^2} 2^{-(\nu_n + \nu_{n'})} \left[ \nu_n \dot{I}(\nu_n - 1, \nu_{n'}, a \mathbf{x}_0) + \right. \\ \left. + \nu_{n'} \dot{I}(\nu_{n'}, \nu_n - 1, a \mathbf{x}_0) + \frac{1}{2} e^{-\alpha \frac{x_0^2}{2}} H_{\nu_n}(a \mathbf{x}_0) H_{\nu_{n'}}(a \mathbf{x}_0) \right], \quad /14/$$

$$\text{где } \dot{I}(\nu_n, \nu_{n'}, a \mathbf{x}_0) = \int_{a \mathbf{x}_0}^{\infty} e^{-x^2} H_{\nu_n}(x) H_{\nu_{n'}}(x) dx.$$

Заметим, что матричный элемент /14/ равен нулю, если  $n+n'$  чётно.

В системе отсчета, связанной с продольным движением позитрона, интенсивность излучения в дипольном приближении, усредненная по всем направлениям поляризации, дается формулой /19/:

$$\frac{d^2 P_{r,n,n'}}{d\omega_r d\Omega_r} = \frac{\omega_r^4 e^2}{2\pi c^3} |\langle \Psi_{\epsilon_n} | \mathbf{x} | \Psi_{\epsilon_{n'}} \rangle|^2 (1 - \sin^2 \theta_r \cos^2 \phi_r) \delta(\omega_r - \omega_{nn'}) /15/$$

Символ  $\Gamma$  обозначает, что соответствующая величина относится к системе отсчета позитрона;  $\theta_r$ ,  $\phi_r$  - соответственно радиальный и азимутальный углы;  $d\Omega_r$  - элемент телесного угла. Принимая во внимание, что согласно /19/

$$d\Omega_r = \frac{(1 - \beta^2)}{(1 - \beta \cos \theta)^2} d\Omega, \quad d\omega_r = \gamma(1 - \beta \cos \theta) d\omega,$$

$$\sin^2 \theta_r = \frac{(1 - \beta^2)}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \sin^2 \theta, \quad \phi_r = \phi. \quad /16/$$

$$dP_r = \frac{(1 - \beta \cos \theta)}{1 - \beta^2} dP, \quad \beta = v_z/c.$$

мы имеем следующее выражение для мощности излучения  $dP_{n,n'}$  в элемент телесного угла  $d\Omega$  в интервале частот  $d\omega$ :

$$\frac{d^2 P_{n,n'}}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma(1 - \beta^2)^2}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \frac{d^2 P_{r,n,n'}}{d\omega_r d\Omega_r}$$

/17/

$$= \frac{\gamma \omega^4 e^2}{2\pi c^3} |\langle \Psi_{\epsilon_n} | \mathbf{x} | \Psi_{\epsilon_{n'}} \rangle|^2 [(1 - \beta \cos \theta)^2 - (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \cos^2 \phi] \delta[\gamma \omega(1 - \beta \cos \theta) - \omega_{nn'}].$$

Интегрируя /17/ по всему телесному углу, получим формулу для спектральной плотности излучения:

$$\frac{dP_{n,n'}}{d\omega} = \frac{3P_{n,n'}}{\omega_m^{n,n'}} \frac{\omega}{\omega_m^{n,n'}} \frac{(1+\beta)^2}{4\beta} \left[ \frac{(1+\beta)^2}{2\beta^2} \left( \frac{\omega}{\omega_m^{n,n'}} \right)^2 - \frac{(1+\beta)}{\beta} \frac{\omega}{\omega_m^{n,n'}} + \frac{(1+\beta^2)}{2\beta^2} \right] / 18 /$$

где

$$P_{n,n'} = \frac{(3+\beta^2) e^2 \omega_m^4}{3\beta^2 c^3} |\langle \Psi_{\epsilon_n} | x | \Psi_{\epsilon_{n'}} \rangle|^2 - \text{мощность излучения,}$$

и  $\omega_m^{n,n'} = \frac{\omega_0(\nu_n - \nu_{n'})}{\gamma(1-\beta)}$  - максимальная частота излучения в направлении вперед. Из формулы для  $\omega_m^{n,n'}$ , с учетом релятивистской зависимости  $\omega_0$ , легко получить закон релятивистского изменения частоты дипольного излучения при каналировании  $\omega_m^{n,n'} \sim \gamma^{3/2}$ . Это впервые было теоретически предсказано в /1/ и экспериментально подтверждено в /15,16/.

В постановке задачи /6/ пренебрегается влиянием параметрической связи продольного и поперечного движения на переход между уровнями, что оправдано в дипольном приближении; существенными оказываются лишь переходы на ближайший уровень по поперечной энергии /14/. Поэтому при вычислении полной мощности излучения в интервале частот  $\omega \leq \omega' \leq \omega + d\omega$  достаточно просуммировать спектральную плотность излучения /18/ по переходам на ближайший уровень, то есть по переходам  $n \rightarrow n-1$ . Суммирование необходимо производить с некоторым весом  $p_n$ , который описывает вероятность распределения частицы по уровням спектра энергии и зависит от угла влета  $\delta$  частицы к кристаллографической плоскости и начальной энергии частицы  $E_0$ . Мы будем пренебрегать зависимостью  $p_n$  от глубины проникновения в кристалл, что справедливо для достаточно тонких монокристаллических образцов. Итак,

$$\frac{dP(\delta)}{d\omega} = \sum_{n=0}^{n_{\max}} p_n(\delta) \frac{dP_n}{d\omega}, \quad /19/$$

где  $P_n \equiv P_{n,n-1}$ ;  $n_{\max}$  - число дискретных уровней спектра /6/, помещающихся в потенциальной яме атомных плоскостей кристалла;  $p_n(\delta)$  - вероятность обнаружения частицы, влетевшей в кристалл под углом  $\delta$  к кристаллографической плоскости с энергией  $E_0$  в состоянии  $\Psi_{\epsilon_n}$ . Для определения  $p_n(\delta)$  поступим следующим образом. Выберем начальное распределение частицы по углу влета в виде

$$f(\delta^*) = \frac{1}{2d_p} (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp \left[ -\frac{(\delta^* - \delta)^2}{2\sigma^2} \right].$$

Положение частицы, ее начальная энергия и угол влета к кристаллографической плоскости могут быть представлены в виде

$$E_0 \sin^2 \delta^* = kx^2 \approx E_0 \delta^{*2}.$$

Рассматривая теперь  $\phi(\delta^*)$  как квадрат амплитуды квантовомеханического состояния, найдем ее проекцию на состояние  $\Psi_{\epsilon_n}$ , квадрат которой и есть  $P_n(\delta)$ , при этом проведем предельный переход  $\sigma \rightarrow 0$ , то есть будем рассматривать полностью коллимированные пучки частиц:

$$P_n(\delta) = 2^{-\nu_n} \frac{\pi \hbar \tilde{\omega}_0}{k d p} c_n^2 \exp\left(-\frac{m_0 \gamma c^2 \delta^2}{\hbar \tilde{\omega}_0}\right) H_{\nu_n}^2\left[\left(\frac{m_0 \gamma c^2}{\hbar \tilde{\omega}_0}\right)^{1/2} \delta\right], \quad /20/$$

$$\tilde{\omega}_0 = \omega_0 / \gamma.$$

#### 4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В данном разделе мы, используя конкретные значения параметров, рассчитаем спектральный состав и плотность монохроматической составляющей излучения в зависимости от угла влета  $\delta$  при каналировании позитрона через кристаллы KCl, KBr, KI в направлении (1,1,1) с энергиями 50 МэВ, 1 и 10 ГэВ.

Значения параметров, входящих в потенциал /7/ и не зависящих от энергии частицы  $E$ , приведены в табл. 1.

Таблица 1

	$k / \text{эВ}/\text{Å}^2/$	$x_0 / \text{Å}/$	$V_1 / \text{эВ}/$	$V_2 / \text{эВ}/$
KCl	24,28	0,95	10,95	9,12
KBr	27,43	1,16	18,52	7,58
KI	24,38	1,34	21,99	5,91

В табл. 2 собраны значения остальных параметров задачи, зависящих от энергии частицы и необходимых для численных расчетов.

Таблица 2

$E/\gamma$	50 МэВ/	98,85	1 ГэВ/1957,94	10 ГэВ/19570,47
	$\hbar \tilde{\omega}_0$	$\alpha x_0 \frac{\hbar \omega_0}{\gamma(1-\beta)}$	$\hbar \tilde{\omega}_0$	$\alpha x_0 \frac{\hbar \omega_0}{\gamma(1-\beta)}$
	эВ	кэВ	эВ	МэВ
KCl	1,36	3,99	26,53	0,307 8,44 2,36
KI	1,37	5,66	26,76	0,308 11,95 2,36
KBr	1,44	5,03	28,20	0,326 10,65 2,50



Таблица 3  
Спектральный состав излучения при каналировании через КСИ

$\nu_{2l}$			$\nu_{2l+1}$			Переходы с $E_{2l} : \hbar\omega_m^{2l-1}$			Переходы с $E_{2l+1} : \hbar\omega_m^{2l}$		
МэВ	ГэВ	ТэВ	МэВ	ГэВ	ТэВ	кэВ	МэВ	ТэВ	кэВ	МэВ	ТэВ
0	0	0	0	0	0	26,53	2,36	74,45	26,53	2,36	74,45
.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
5	31,94	107,93	5	31,00	107,00						
6,84	32,90	108,90	6,06	32,00	108,00	20,70	2,21	69,24	7,96	0,14	5,21
7,83	33,86	109,87	7,14	33,06	109,06	18,31	2,12	67,01	11,41	0,38	11,91
8,91	34,83	110,85	8,26	34,11	110,09	17,25	1,88	60,31	13,53	0,59	16,38
10,07	35,84	111,83	9,42	35,17	111,12	17,25	1,70	56,58	14,86	0,80	20,10
11,28	36,88	112,83	11,87	36,24	112,16	17,25	1,58	52,86	15,65	0,94	24,57
12,53	38,00	113,85	13,15	37,33	113,21	17,01	1,51	49,88	16,45	1,06	28,29
13,82	39,00	114,88	14,46	38,43	114,26	17,78	1,58	47,65	16,98	1,01	30,53
15,13	40,16	115,93	15,78	39,55	115,32	17,78	1,34	46,16	17,25	1,29	32,76
16,47	41,29	117,00	17,14	40,68	116,39	18,31	1,44	45,42	17,78	1,22	34,25
17,83	42,43	118,06		41,83	117,46	18,31	1,44	45,42		1,27	34,25
	43,59	119,13		43,00	118,55			44,67		1,34	36,48
	44,77	120,21		44,16	119,63			43,18			37,23
								43,18			

Таблица 4

Спектральный состав излучения при каналировании через КВг

$\nu_{2l}$			$\nu_{2l+1}$			Переходы с $\varepsilon_{2l} : h\nu_{2l}^{n,n-1}$			Переходы с $\varepsilon_{2l+1} : h\nu_{2l+1}^{n,n-1}$		
кэВ	МеВ	МэВ	кэВ	МеВ	МэВ	кэВ	МеВ	МэВ	кэВ	МеВ	МэВ
0	0	0	0	0	0	28,20	2,50	79,14	28,20	2,50	79,14
I	I	I	I	I	I	.	.	.	.	.	.
.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.	.
.	52,00	172,00	.	.	.	.	.	.	.	.	.
9,94	52,93	172,95	10,00	53,00	172,00	24,82	2,23	75,18	5,92	0,18	3,96
10,88	53,89	173,93	11,09	54,08	173,00	20,87	1,92	73,60	9,59	0,48	5,54
11,83	54,85	174,90	12,17	55,11	174,00	18,90	1,80	71,23	12,40	0,65	12,66
12,84	55,83	175,87	13,28	56,16	175,06	18,05	1,68	64,10	14,10	0,83	17,41
13,92	56,83	176,85	14,42	57,23	176,09	18,05	1,58	60,15	15,23	1,00	20,58
15,06	57,86	177,83	15,60	58,30	177,11		1,53	56,98		1,10	25,32
	58,91	178,83			178,15			52,23			27,70
		179,84			179,18			50,65			30,07
		180,86			180,22			49,07			32,45
		181,89			181,27			47,48			34,03

В табл. 3-5 представлены численные расчеты спектров излучения позитронов при плоскостном каналировании в кристаллах KCl, KBr, KI вдоль плоскостей (1,1,1) в дипольном приближении при энергиях позитронов 50 МэВ, 1 и 10 ГэВ. Табл. 3-5 показывают, что с ростом энергии частицы сильно растет число эквидистантных уровней в системе, переходы с которых будут давать вклады в одну спектральную линию излучения. Это приведет к резкому увеличению монохроматической составляющей излучения, для которой формулы /10/, /11/, /18/, /20/ сильно упрощаются, и мощность излучения становится пропорциональной

$$\sum_{n=0}^{n_0} n \bar{P}_n(\delta), \quad /21/$$

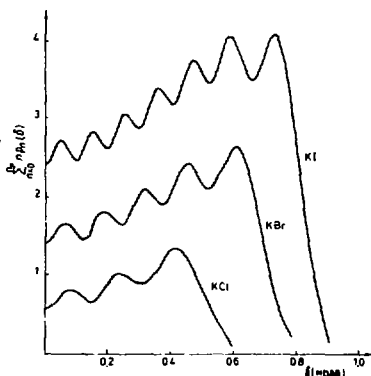
где  $\bar{P}_n(\delta)$  получается из /20/ в результате замены  $\nu_n$  на целое число и замены функции Эрмита  $H_{\nu_n}$  на полином Эрмита  $H_n$ . При этом квадрат матричного элемента перехода дипольного излучения пропорционален  $n$ . Суммирование в /21/ ведется уже только по эквидистантным уровням системы  $n_0$ . Зависимости мощности монохроматической составляющей при различных углах влета  $\delta$  показаны

Таблица 5

Спектральный состав излучения при каналировании через  $\Gamma_1$

50 МэВ	1 ГэВ	50 МэВ	1 ГэВ	50 МэВ	1 ГэВ	50 МэВ	1 ГэВ
$\nu_{2l}$		$\nu_{2l+1}$		Переходы с $\epsilon_{2l}$		Переходы с $\epsilon_{2l+1}$	
				кэВ	МэВ	кэВ	МэВ
0	0	0	0	26,76	2,36	26,76	2,36
13	1	1	1				
.	.	.	.				
13,00	70,00	14,00	69,00	20,60	1,65	4,55	0,83
13,90	70,83	14,07	70,13		1,56	7,76	0,94
14,84	71,84	15,13	71,18	18,73	1,49	10,44	1,01
15,83	72,87	16,22	72,24	17,66	1,46	12,31	1,08
16,88	73,92	17,34	73,30		1,46		1,11
	75,00	18,49	74,38		1,39		1,13
	76,06		75,47		1,39		1,23
	77,15		76,56		1,37		1,25
			77,67				
			78,78				

**Рис.1.** Зависимость мощности монохроматической составляющей излучения от угла влета  $\delta$  при плоскостном каналировании позитронов с энергией 50 МэВ вдоль направления (1,1,1) в кристаллах КСl, КВr, КI.

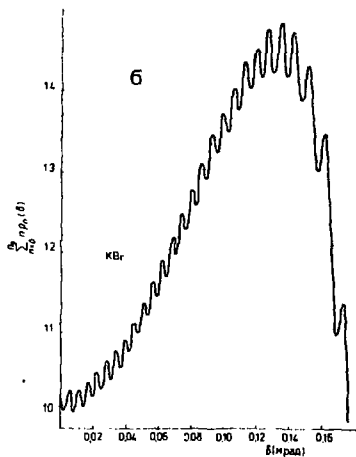
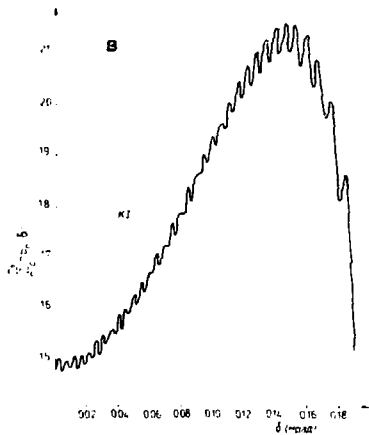
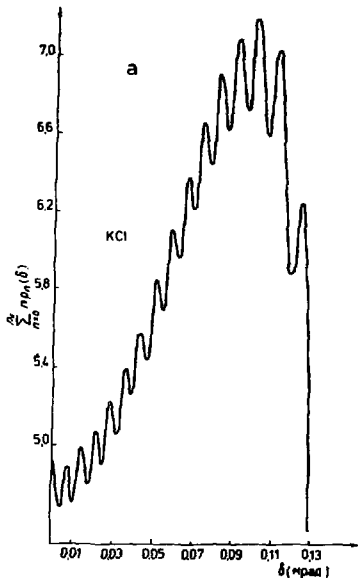


ны на рис.1-3. Спад мощности монохроматической составляющей излучения от больших углов влета объясняется уменьшением заселенности низлежащих уровней системы при увеличении угла влета.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

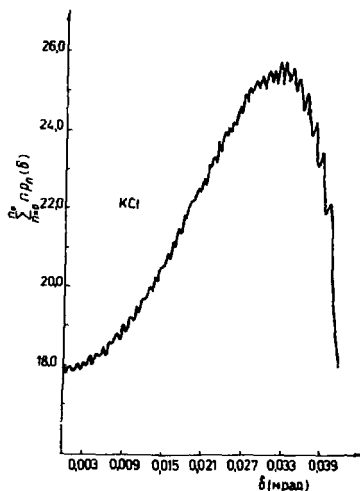
В заключение нам хотелось обсудить эффект роста монохроматической составляющей излучения при возрастании энергии каналируемой частицы. Этот эффект связан не только со спецификой рассмотренного приближения для потенциала атомных плоскостей, а объясняется релятивистской особенностью задачи. При увеличении энергии частицы резко возрастает число уровней  $n_{max}$ , помещающихся в потенциальную яму атомных плоскостей. Это приводит к тому, что у дна ямы, где она хорошо описывается квадратичной зависимостью, будет скапливаться все больше эквидистантных уровней, переходы между которыми будут давать вклады в одну спектральную линию. Это и приводит к увеличению интенсивности монохроматической составляющей излучения.

Расчеты спектрального состава излучения показывают наличие двух монохроматических составляющих, отвечающих переходам между эквидистантными уровнями у дна и вершины ямы. Аналогичный эффект недавно был замечен в экспериментах при плоскостном каналировании электронов и назван молекулярным каналированием /20,21/.



**Рис. 2.** Зависимости мощности излучения от угла влета  $\delta$  при плоскостном каналировании позитронов с энергией 1 ГэВ вдоль направления (1,1,1) в KCl /а/, KBr /б/ и KI /в/.

Рис.3. Зависимость мощности излучения от угла влета  $\delta$  при плоскостном каналировании позитронов с энергией 10 ГэВ вдоль направления (1,1,1) в КС1.



Авторы благодарят профессора Р.Х.Пантелла, Н.П.Калашникова, Ф.Фудзимото, И.Х.Отзуки и Э.Н.Цыганова за обсуждение данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кумахов М.А. ДАН СССР, 1976, т.230, с.1077; Phys.Lett., 1976, vol.57A, p.17.
2. Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1977, т.72, с.1489.
3. Kuznetsov M.A., Wedell R. phys.stat.sol.(b), 1977, vol.84, p.581.
4. Базылев В.А., Жеваго Н.К. ЖЭТФ, 1977, т.73, с.1697.
5. Белошицкий В.В., Кумахов М.А. ЖЭТФ, 1978, т.74, с.1244.
6. Жеваго Н.К. ЖЭТФ, 1978, т.75, с.1389.
7. Базылев В.А., Глебов В.И., Жеваго Н.К. ЖЭТФ, 1980, т.78, с.62.
8. Базылев В.А. и др. ДАН СССР, 1980, т.253, с.1100.
9. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. ЖЭТФ, 1981, т.80, с.1348.
10. Калашников Н.П., Стриханов М.Н. Препринт МИФИ, №88, 1980.
11. Калашников Н.П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. Атомиздат, М., 1981.

12. Pantell R.H., Alguard M.J. J.Appl.Phys., 1979, vol.50, p.798.
13. Wedell R. phys.stat.sol.(b), 1980, vol.99, p.11.
14. Базылев В.А. и др. ЖЭТФ, 1981, т.80, с.608.
15. Мирошниченко И.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, с.786.
16. Alguard M.J. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, vol.42, p.1148.
17. Диденко А.Н., Воробьев С.А., Цехановский И.А. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.12, с.310.
18. Справочник по специальным функциям /под ред. М.Абрашовица и И.Стиган/. "Наука", М., 1979.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. "Наука", М., 1967.
20. Adishchev Yu.N. et al. Phys.Lett., 1981, vol.83A, p.337.
21. Andersen J.U., Eriksen K.R., Laegsgaard E. University of Aarhus, Preprint, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 октября 1981 года.