

РАСЧЕТ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

**Н.В. Максюта, В.И. Высоцкий, С.В. Ефименко, Ю.А. Слинченко
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев, Украина**

Традиционный метод анализа особенностей каналирования связан с учетом влияния статического скалярного потенциала кристаллической решетки, не зависящего от наличия каналируемой частицы. Более детальный анализ показывает, что при каналировании заряженной частицы в кристаллической среде возникает обратное влияние частицы на среду, которое достаточно сложным образом зависит от характеристик среды, вида и параметров частиц.

Известно, что при движении иона с некоторой скоростью в кристаллической среде происходит экранирование потенциала иона с некоторым запаздыванием в пространстве и во времени (см., например, [1]). Это приводит к возникновению так называемого “кильватерного потенциала”, теория которого для заряженной частицы, движущейся в плазме, разработана в работе [2]. Подобные эффекты возникают и в других случаях (см., например, [3 – 5]).

Целью данной работы является

- 1) расчет наведенных нестационарных электрических диполей ионов в ионных кристаллах под воздействием электрического и магнитного полей, создаваемых каналируемым в осевом режиме слабо-релятивистским протоном;**
- 2) вычисление нестационарных скалярных потенциалов, проявляющихся в виде так называемых “кильватерных потенциалов”, влияющих в основном на скорость протона;**
- 3) на примере каналирования протона вдоль главных осей [100] в кристаллах типа NaCl сравнение полученного кильватерного потенциала с расчетами в рамках плазмонно-экситонного формализма.**

Рассмотрим общие принципы такого анализа. Пусть протон движется со скоростью $\vec{v} = v\vec{e}_z$ в декартовой системе координат (ось z является осью симметрии изолированного осевого потенциала взаимодействия $V(x, y)$). Очевидно, что каналируемый протон находится с определенной вероятностью P_{mn} в квантовом состоянии $\psi_{mn}(x, y)$ (методика расчета P_{mn} и $\psi_{mn}(x, y)$ изложена в [6, 7]). Стандартное выражение для парциальной плотности электрического заряда протона в квантовом состоянии $\psi_{mn}(x, y)$ можно записать в таком виде:

$$\rho_{mn}(\vec{r}, t) = e\psi_{mn}^2(x, y)\delta(z - vt), \quad (1)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Парциальные напряженности электрического и магнитного полей протона, находящегося в состоянии $\psi_{mn}(x, y)$, с использованием (1) и выражений для напряженностей электрического и магнитного полей равномерно движущейся релятивистской частицы (см. [8]) определяются выражениями

$$\vec{E}_{mn}(\vec{r}, t) = \pm \frac{e}{\gamma^2} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{mn}^2(\xi, \eta) \frac{\vec{R}(\vec{r}, t, \xi, \eta)}{R^{*3}(\vec{r}, t, \xi, \eta)} d\xi d\eta, \quad \vec{H}_{mn}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{E}_{mn}(\vec{r}, t)]. \quad (2)$$

Здесь γ – Лоренц-фактор, $\vec{R}(\vec{r}, t, \xi) = (x - \xi, y - \eta, z - vt)$ – вектор, направленный от положения каналируемой частицы в момент времени t к точке наблюдения поля с радиус-вектором \vec{r} , $R^{*2}(\vec{r}, t, \xi, \eta) = [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] / \gamma^2 + (z - vt)^2$. Подчеркнем, что при таком микроскопическом подходе влияние атомов среды в выражениях для $\vec{E}_{mn}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}_{mn}(\vec{r}, t)$ проявляется не через диэлектрическую и магнитную проницаемости, что логически обосновано только при макроскопическом рассмотрении, а посредством волновых функций $\psi_{mn}(x, y)$, являющихся решениями уравнения Шредингера в потенциале $V(x, y)$.

Под действием полей (2) каналируемой частицы кристаллическая среда поляризуется, т.е. на положительно и отрицательно заряженных атомарных ионах индуцируются нестационарные электрические диполи с дипольными моментами $\vec{p}_{mn}(r_{\pm}, t)$. Величины этих дипольных моментов, вычисляются с помощью следующего уравнения осцилляторного типа [2]:

$$\ddot{\vec{p}}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t) + g\dot{\vec{p}}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t) + \omega_0^2 \vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t) = -\frac{e^2}{\mu} \int d\vec{r} \kappa_{\pm}(|\vec{r} - \vec{r}_{\pm}|) \left\{ \vec{E}_{mn}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c} [\vec{v}, \vec{H}_{mn}(\vec{r}, t)] \right\}. \quad (3)$$

Здесь μ – масса покоя протона, $\kappa_{\pm}(r)$ – плотность распределения электронов в положительных и отрицательных ионах, находящихся в точках с радиус-векторами \vec{r}_{\pm} , g – константа затухания, связанная с релаксационными процессами, возникающими после выключения электрического поля и магнитного полей (точной природой этого затухания можно пренебречь). Следует отметить, что в отличие от аналогичного уравнения, приведенного в [2], в левой части уравнения (3) присутствует дополнительно третье слагаемое. Оно обусловлено так называемой поляризуемостью положительно и отрицательно заряженных атомарных ионов под воздействием электрического поля (2) каналируемой частицы. При таком анализе частоту ω_0 можно приближенно выразить через частоты вибраций $\omega_{0\pm} = e^2(a_0 Z_{\pm}/\alpha_{\pm})^{1/2}/\hbar$ (см. [9]) электронных оболочек в положительно и отрицательно заряженных ионах, считая ее равной квадратному корню из приведенных значений ω_{0+}^2 и ω_{0-}^2

$$\omega_0 \approx \omega_{0+}\omega_{0-}/\left(\omega_{0+}^2 + \omega_{0-}^2\right)^{1/2} \approx e^2\left[2a_0 Z_+ Z_-/(Z_+ + Z_-)(\alpha_+ + \alpha_-)\right]^{1/2}/\hbar, \quad (4)$$

где α_{\pm} – наблюдаемые статические поляризуемости положительно и отрицательно заряженных ионов кристаллической решетки [9], $Z_{\pm}e$ заряды их ядер, a_0 – радиус Бора.

Отметим, что в ионных кристаллах необходимо учитывать также дипольный момент, обусловленный так называемой поляризуемостью смещения заряженных ионов под действием поля (2) [9].

Можно сделать количественную оценку смещений l_{\pm} ионов с массами μ_{\pm} под действием электрического поля каналируемого протона с напряженностью $E = e/b^2$, пролетающего мимо них на прицельном расстоянии b за время $\tau = b/v$: $l_{\pm} \approx e^2/2\mu_{\pm}v^2$. Отсюда следует, что для частиц, движущихся со скоростью $v \geq 10^8$ см/с, выполняется условие $l_{\pm} \ll a_0$. Это условие согласуется с тем известным фактом, что для каналируемого протона, взаимодействующего одновременно со всеми ионами, находящимися на длине когерентности $\Delta z \geq \hbar p/\mu V_0$, где p – импульс каналируемого протона, V_0 – глубина потенциальной ямы усредненного потенциала взаимодействия, происходит локальная нейтрализация кристалла на этой длине Δz . Это означает, что поляризуемостью смещения можно пренебречь.

Для решения уравнения (3) представляем $\vec{E}_{mn}(\vec{r}, t)$ и $\vec{H}_{mn}(\vec{r}, t)$, как и в работе [2],

через интегралы Фурье и после стандартных преобразований находим Фурье-компоненты электрических дипольных моментов

$$\vec{p}_{mn}^{(\pm)}(\vec{k}, \omega) = \mp \frac{4\pi i e^3 \vec{k} f_{mn}(k_x, k_y) \kappa_{\pm}(k) \delta(\omega - k_z v)}{\mu \gamma^2 (\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega g)(k^2 - \omega^2/c^2)}, \quad (5)$$

где $f_{mn}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{mn}^2(\xi, \eta) \exp[-i(k_x \xi + k_y \eta)] d\xi d\eta$, $\kappa_{\pm}(k)$ – Фурье-компоненты функций $\kappa_{\pm}(r)$.

Перейдем теперь к конкретным вычислениям функций $\kappa_{\pm}(r)$ и $\kappa_{\pm}(k)$ для исследуемых ионных кристаллов. При использовании аппроксимации по Мольеру (см., например, [1, 7]) одночастичные потенциалы для ионов кристалла можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varphi_{\pm}(r) &= e \left\{ [(Z_{\pm} \mp \alpha)/r] \sum_{j=1}^3 \alpha_j \exp(-\beta_j r/R_{\pm}) \pm \alpha/r \right\} = \\ &= Z_{\pm} e/r - [(Z_{\pm} \mp \alpha) e/r] \sum_{j=1}^3 \alpha_j [1 - \exp(-\beta_j r/R_{\pm})], \end{aligned} \quad (6)$$

где $\alpha_j = \{0, 1; 0, 55; 0, 35\}$, $\beta_j = \{6, 0; 1, 2; 0, 3\}$, $R_{\pm} \approx 0, 8853 a_0 Z_{\pm}^{-1/3}$ – радиусы экранирования положительно и отрицательно заряженных ионов кристаллической решетки, α – степень ионности ионного кристалла [10] (см. таб. 1). Отметим, что с точки зрения граничных условий при $r \rightarrow 0$ и $r \rightarrow \infty$ потенциалы (6) являются корректными [11].

С помощью уравнения Пуассона [8], т.е. воздействия на $\varphi_{\pm}(r)$ оператором $-\frac{1}{4\pi r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right)$, а также с использованием формулы $\Delta(1/r) = -4\pi \delta(\vec{r})$ [8] и после процедуры усреднения по тепловым колебаниям с использованием нормальных распределений $f_{\pm}(r) = \exp(-r^2/2u_{\pm}^2) / (2\pi u_{\pm}^2)^{3/2}$ [7], где u_{\pm} – амплитуды тепловых колебаний положительно и отрицательно заряженных ионов при $T = 300^\circ \text{K}$, приходим к следующим выражениям для суммарных плотностей зарядов ядер и электронов соответственно для этих ионов:

$$\rho_{\pm}(r) = \left[Z_{\pm} e / (2\pi u_{\pm}^2)^{3/2} \right] \exp(-r^2/2u_{\pm}^2) - e \left[(Z_{\pm} \mp \alpha) / 8\pi R_{\pm}^2 r \right] \sum_{j=1}^3 \alpha_j \beta_j^2 \exp(u_{\pm}^2 \beta_j^2 / 2R_{\pm}^2).$$

$$\cdot \left\{ \exp(-r\beta_j/R_{\pm}) \operatorname{erfc} \left[\tau_{j\pm}^{(-)}(r) \right] - \exp(r\beta_j/R_{\pm}) \operatorname{erfc} \left[\tau_{j\pm}^{(+)}(r) \right] \right\} \equiv e \left[\zeta_{\pm}(r) - \kappa_{\pm}(r) \right], \quad (7)$$

где $\tau_{j\pm}^{(\mp)}(r) = u_{\pm} \beta_j / R_{\pm} \sqrt{2} \mp r / u_{\pm} \sqrt{2}$. Следует отметить, что распределения $\zeta_{\pm}(r)$, входящие в (7), не нарушают сферической симметрии под воздействием полей (2), поскольку смещения ядер ионов, как было продемонстрировано выше, являются пренебрежимо малыми. Электронные же оболочки ионов под воздействием полей (2) деформируются, в результате чего возникающие диполи будут локализованными на “замороженных” узлах кристаллической решетки. Для дальнейших аналитических преобразований функции $\kappa_{\pm}(r)$ удобно заменить аппроксимациями $\tilde{\kappa}_{\pm}(r) = A_{\pm} \exp(-B_{\pm}r)(1 + C_{\pm}r)$, для которых Фурье-преобразование записываются в виде

$$\tilde{\kappa}_{\pm}(k) = 8\pi A_{\pm} \left[4C_{\pm} B_{\pm}^2 / (k^2 + B_{\pm}^2)^3 + (B_{\pm} - C_{\pm}) / (k^2 + B_{\pm}^2)^2 \right]. \quad (8)$$

Параметры A_{\pm} , B_{\pm} и C_{\pm} для целого ряда ионных кристаллов со структурой типа NaCl приведены в таб. 1.

Таб. 1. Численные значения степени ионности α , параметров A_{\pm} (в единицах \AA^{-3}), B_{\pm} и C_{\pm} (в единицах \AA^{-1}), а также оптической диэлектрической проницаемости ϵ_{∞} для исследуемых ионных кристаллов типа NaCl

	NaF	NaCl	NaBr	NaI	KF	KCl	KBr	KI	RbF	RbCl	RbBr	RbI
α	0,95	0,94	0,93	0,93	0,96	0,95	0,95	0,95	0,96	0,96	0,96	0,95
A_{+}	132	58	59	9	228	105	53	25	1780	293	175	97
A_{-}	100	186	1110	630	48	93	297	450	69	43	157	255
B_{+}	13,0	9,5	9,5	6,0	12,5	9,0	7,5	6,5	18,0	10,0	8,5	7,0
B_{-}	12	11,0	16,0	11,5	9,0	9,0	10,0	10,5	9,5	7,0	8,0	8,5
C_{+}	13,5	10,5	10,5	14,0	14,0	10,0	10,5	13,0	15,0	11,0	10,5	9,5
C_{-}	13,5	11,5	15,5	14,0	10,5	11,0	11,0	13,5	9,0	10,0	10,0	11,0
ϵ_{∞}	1,74	2,34	2,59	2,93	1,85	2,19	2,34	2,62	1,96	2,19	2,34	2,59

В итоге, подставляя выражения (8) в (5), а затем $\vec{p}_{mn}^{(\pm)}(\vec{k}, \omega)$ в интеграл Фурье

$(2\pi)^{-4} \int d\vec{k} d\omega \exp\left[i(\vec{k}\vec{r}_{\pm} - \omega t)\right] \vec{p}_{mn}^{(\pm)}(\vec{k}, \omega)$, приходим к следующему выражению для нестационарных электрических дипольных моментов $\vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t)$, возникающих в момент времени t в точках с радиус-векторами $\vec{r}_{\pm} = \vec{e}_x x_{\pm} + \vec{e}_y y_{\pm} + \vec{e}_z z_{\pm}$:

$$\vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t) = \vec{e}_z C_{\gamma}(v) A_{\pm} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{mn}^2(x, y) dx dy \int_0^{\infty} k_z g(k_z, z_{\pm}, t) T_g(k_z, v) G_{\pm}(k_z, \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}) dk_z, \quad (9)$$

где

$$T_g(k_z, v) = \left[\left(k_z^2 - \omega_0^2/v^2 \right)^2 + g^2 k_z^2/v^2 \right]^{-1},$$

$$g(k_z, z_{\pm}, t) = \frac{k_z g}{v} \cos[k_z(z_{\pm} - vt)] - \left(k_z^2 - \frac{\omega_0^2}{v^2} \right) \sin[k_z(z_{\pm} - vt)],$$

$$G_{\pm}(k_z, \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}) = \frac{1}{B_{\pm}^4} \left\{ D_{\pm} K_0 \left(\frac{k_z}{\gamma} \rho_{x_{\pm}y_{\pm}} \right) - \left(D_{\pm} + \frac{C_{\pm} B_{\pm}^4}{2k_{z\pm}^2} \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}^2 \right) K_0(k_{z\pm} \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}) - \left(D_{\pm} + \frac{2C_{\pm} B_{\pm}^2}{k_{z\pm}^2} \right) \frac{B_{\pm}^2 \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}}{2k_{z\pm}} K_1(k_{z\pm} \rho_{x_{\pm}y_{\pm}}) \right\}.$$

Здесь $C_{\gamma}(v) = 8e^3/\pi\mu v^2\gamma^2$, $\rho_{x_{\pm}y_{\pm}} = \left[(x - x_{\pm})^2 + (y - y_{\pm})^2 \right]^{1/2}$, $D_{\pm} = 3C_{\pm} + B_{\pm}$, $k_{z\pm}^2 = k_z^2 + B_{\pm}^2$,

$K_{0,1}(x)$ – функции Макдональда.

Перейдем теперь к расчету скалярного потенциала, формируемого системой нестационарных диполей. Исходя из принципа суперпозиции, суммарный скалярный потенциал этой системы диполей, локализованных на положительно и отрицательно заряженных ионах, расположенных, например, на электронейтральной кристаллографической оси [100] ионного кристалла со структурой типа NaCl, можно найти в соответствии со следующей формулой:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \sum_{mn} P_{mn} \left[\sum_{n_+} \Phi_{mn}(\vec{r}_+, \vec{r}, t) + \sum_{n_-} \Phi_{mn}(\vec{r}_-, \vec{r}, t) \right], \quad (10)$$

где $\Phi_{mn}(\vec{r}_{\pm}, \vec{r}, t)$ – парциальные нестационарные скалярные потенциалы, порождаемые

нестационарными диполями с моментами $\vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t)$, индуцируемыми каналируемым протоном, находящимся в состоянии $\psi_{mn}(x, y)$. Поскольку для всех исследуемых кристаллов $l_{mn}^{(\pm)}(t) = \max\left[\left|\vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t)\right|/(Z_{\pm} \mp \alpha)e\right] \approx (0,02 - 0,25) \text{ \AA}$, можно воспользоваться формулой $\Phi_{mn}(\vec{r}_{\pm}, \vec{r}, t) = \vec{p}_{mn}(\vec{r}_{\pm}, t)(\vec{r} - \vec{r}_{\pm})/|\vec{r} - \vec{r}_{\pm}|^3$ (см. [8]) на расстояниях $\rho \gg l_{mn}^{(\pm)}(t)$. После этого, воспользовавшись выражение (9), выполняем вычисления в (10), заменяя при этом суммирование по дискретным переменным z_{\pm} интегрированием $a^{-1} \int d\zeta(\dots)$. Если для движущегося в междоосевом пространстве протона волновую функцию основного состояния выбрать в виде $\psi_0(x, y) = 1/\sqrt{S}$, где $S = a^2/4$ – площадь двумерной элементарной ячейки, приходящейся на одну ось [100], то придем к следующему выражению:

$$\Phi(\rho, z, t) = -\frac{16\pi C_{\gamma}(v)}{a^3} \int_0^{\infty} k_z^2 K_0(k_z \rho) f(k_z, z, t) T_g(k_z, v) W(k_z) dk_z, \quad (11)$$

где $W(k_z) = A_+ W_+(k_z) + A_- W_-(k_z)$, $W_{\pm}(k_z) = \frac{D_{\pm}}{B_{\pm}^4} \left(\frac{1}{k_z^2} - \frac{k_z^2 + k_{z\pm}^2}{k_{z\pm}^4} \right) - \frac{4C_{\pm}}{k_{z\pm}^6}$. Легко показать, что при $g \rightarrow 0$ функция $gT_g(k_z, v)$ может быть заменена функцией $(\pi v^3/2\omega_0^2)\delta(k_z - \omega_0/v)$. В этом случае потенциал (11) преобразуется к виду

$$\Phi[\rho, \lambda(z, t)] = -\Phi_0(v) \sin\left[\frac{\omega_0}{v}(z - vt)\right] K_0\left(\frac{\omega_0}{v}\rho\right), \quad (12)$$

где $\Phi_0(v) = 32\pi e^3 \omega_0 W(\omega_0/v)/\mu v^3 a^3$ – амплитуда потенциала (12). Необходимо отметить, что выражение (12) по структуре совпадает с кильватерным потенциалом, полученным в [2]. С другой стороны, в [1] рассматривается такое же самое выражение (12), но с амплитудой $\Psi_0(v) = 2e\omega_p \left[(\varepsilon_{\infty} - 1)/(\varepsilon_{\infty} + 1) \right]^{1/2} / v$, где ε_{∞} – оптическая диэлектрическая проницаемость ионного кристалла [9], $\omega_p = (4\pi n e^2 / \mu)^{1/2}$ – плазменная частота, где $n = 4\alpha/a^3$ – средняя концентрация валентных электронов в ионном кристалле (величины ε_{∞} для ионных кристаллов со структурой типа NaCl приведены в таб. 1).

С использованием численных значений величин α_{\pm} соответственно для ионов Na^+ , K^+ , Rb^+ – 0,2; 0,9; 1,7 и для ионов F^- , Cl^- , Br^- , I^- – 1,2; 3; 4,5; 7 [9], приведенных в единицах

10^{-24} см^3 , рассчитываются частоты ω_0 в соответствии с формулой (4), после чего вычисляются амплитуды $\Phi_0(\nu)$ для всех исследуемых ионных кристаллов. На рис. 1а, б, в они изображены сплошными кривыми. Кроме того, на этих же рисунках нанесены пунктирными кривыми амплитуды $\Psi_0(\nu)$.

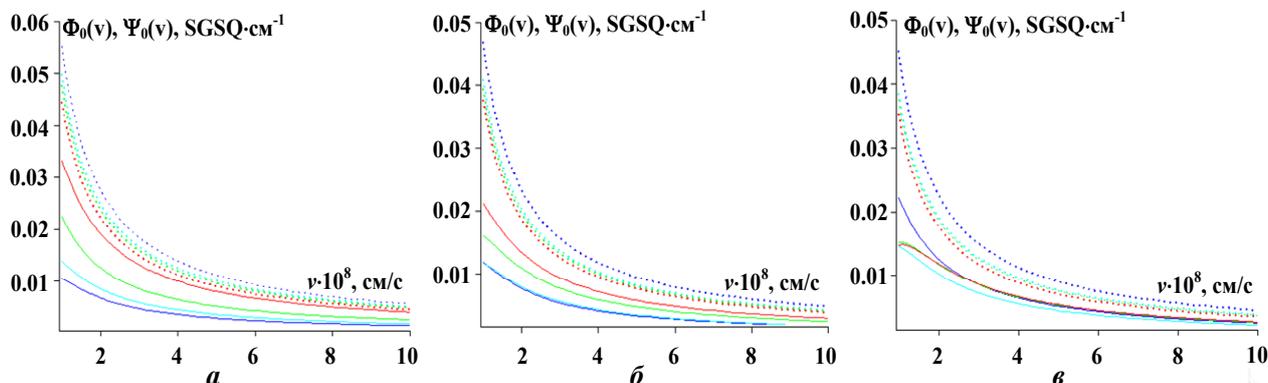


Рис. 1. Графики функций $\Phi_0(\nu)$ (сплошные кривые) и $\Psi_0(\nu)$ (пунктирные кривые) для кристаллов: (а) – NaF, NaCl, NaBr, NaI; (б) – KF, KCl, KBr, KI; (в) – RbF, RbCl, RbBr, RbI

Из этих рисунков видно, что как амплитуды $\Phi_0(\nu)$, так и амплитуды $\Psi_0(\nu)$ с увеличением скорости протонов монотонно уменьшаются. При этом амплитуды $\Psi_0(\nu)$ имеют близкие значения, уменьшающиеся незначительно при переходе от фторидов до иодидов для галогенидов натрия, калия, рубидия. Отметим также, что, несмотря на достаточно сложную зависимость амплитуд $\Phi_0(\nu)$ от скоростей ν каналируемых протонов, их поведение совпадает с поведением амплитуд $\Psi_0(\nu)$, что свидетельствует о правильности аналитического рассмотрения. Наконец, для всех ионных кристаллов можно также найти такие частоты $\omega^{(0)}$, при которых выполняется равенство $\Psi_0(\nu) = \Phi_0(\nu)$ для всех скоростей ν . В таб. 2 приведены частоты $\omega^{(0)}$ для исследуемых ионных кристаллов.

Таб. 2. Численные значения частот $\omega^{(0)}$ (в единицах 10^{16} с^{-1}), для которых амплитуды $\Phi_0(\nu)$ совпадают с амплитудами $\Psi_0(\nu)$ для исследуемых ионных кристаллов типа NaCl

	NaF	NaCl	NaBr	NaI	KF	KCl	KBr	KI	RbF	RbCl	RbBr	RbI
$\omega^{(0)}$	1,13	1,20	1,61	2,25	1,39	1,42	2,01	2,24	2,03	2,11	2,83	2,87

Как следует из выражения (12), слаборелятивистские протоны будут ускоряться под

воздействием кильватерного эффекта. Очевидно, что при учете затухания, как следует из выражения (11), проявляется и ненулевая радиальная компонента индуцируемого электрического поля

$$E_{\rho}(\rho, z, t) = -\frac{\partial}{\partial \rho} \Phi(\rho, z, t) = -\frac{16\pi C_{\gamma}(v)}{a^3} \int_0^{\infty} k_z^3 K_1(k_z \rho) f(k_z, z, t) T_g(k_z, v) W(k_z) dk_z, \quad (13)$$

которая может оказывать определенное воздействие и на осевые потенциалы взаимодействия.

ВЫВОДЫ

1) Рассчитаны нестационарные дипольные моменты, индуцируемые электромагнитными полями каналируемых в осевом режиме протонов в ионных кристаллах типа NaCl: NaF, NaCl, NaBr, NaI, KF, KCl, KBr, KI, RbF, RbCl, RbBr, RbI.

2) На примере каналирования нерелятивистских протонов вдоль электро-нейтральных осей [100] в ионных кристаллах типа NaCl продемонстрировано, что скалярный потенциал, порождаемый системой нестационарных диполей, при стремлении затухания к нулю переходит в кильватерный потенциал, совпадающий по структуре с потенциалом, предложенным в работе [1] на основе плазмонно-экситонных представлений.

3) Показано, что амплитуды этих потенциалов для всех исследуемых ионных кристаллов и при всех скоростях v поводят себя одинаковым образом, несмотря на различные математические выражения. Это может служить определенным тестом в правильности вычислений достаточно сложных нестационарных скалярных потенциалов, индуцируемых движущимися протонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ё.-Х. Оцуки. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. – М.: Мир, 1985, 280 с.
2. J. Neufeld, R.H. Ritchie. Passage of charged particles through plasma // *Phys. Rev.*, 1955, V. 98, No. 6, pp. 1632 – 1642.
3. R.H. Ritchie, W. Brandt, P.M. Echenique. Wake potential of swift ions in solids // *Phys. Rev. B.*, 1976, V. 14, No. 11, pp. 4808 – 4812.
4. G. Shvets, N.J. Fish. Beam-channeled laser-wave field accelerator // *Phys. Rev. E.*, 1997, V. 55, No. 5, pp. 6297 – 6300.
5. D.J. Mowbray, Z.L. Miškovic, F.O. Goodman, Yon-Nian Wang. Wake effect in interactions of fast ions with carbon nanotubes // *Physics Letters A*, 2004, V. 329, pp. 94 – 99.
6. Н.П. Калашников. Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981, 224 с.
7. В.А. Базылев, Н.К. Жеваго. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. – М.: Наука, 1987, 272 с.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Наука, 1989, 768 с.
9. Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела, Т. 1. – М.: Мир, 1979, 400 с.
10. J.C. Phillips, Ionicity of the chemical bond in crystals // *Rev. Mod. Phys.*, 1970, V. 42, No. 3, pp. 317 – 356.
11. N.V. Maksyuta, V.I. Vysotskii, S.V. Efimenko, Channeling and quasi-characteristic radiation of charged particles in charged axes of CsCl-type ionic crystals // *NIMB, Section B*, 2015, V. 355, pp. 90 – 93.