ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН КРАЕВЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

© *К.А.Чишко, О.В.Чаркина*

Физико-технический институт низких температур Академии наук Украины, 310104 Харьков, Украина
(Поступила в Редакцию 30 августа 1995 г.
В окончательной редакции 8 апреля 1996 г.)

Выполнено теоретическое исследование процессов излучения электромагнитных волн прямолинейными краевыми дислокациями, движущимися в ионных кристаллах с решеткой типа NaCl. Показано, что перемещение дислокации в периодическом потенциале решетки приводит к возникновению специфического тока поляризации, реализуемого на нескомпенсированных валентных связях вдоль края экстраплоскости дислокации. При движении дислокации с постоянной средней скоростью V частота изменения поляризованного тока имеет порядок величины $\omega \sim 2\pi V/b$ (b — вектор Бюргерса дислокации). Такую же частоту имеет основная гармоника излучения, представляющая собой монохроматическую цилиндрическую волну, расходящуюся от линии дислокации. Вычислены поток электромагнитной энергии в волновой зоне и сила радиационного трения, действующая на единицу длины дислокационной линии. Рассмотрена задача об излучении электромагнитных волн краевой дислокацией, совершающей в плоскости скольжения колебательное движение с амплитудой $x_0 \gg b$ и частотой Ω. В составе излучения колеблющейся дислокации присутствуют четные гармоники частоты Ω. Получены выражения, описывающие поля тормозного электромагнитного излучения прямолинейной краевой дислокации, движущейся в ионной решетке с постоянным средним ускорением.

Движение дислокаций в твердых телах сопровождается появлением упругих и электромагнитных возбуждений, обусловленных возмущением атомной и электронной подсистем кристалла. Теоретическое и экспериментальное изучение такого рода явлений представляет собой актуальную задачу в связи с тем, что акустические и электромагнитные волны, генерируемые в процессе формоизменения материалов, несут уникальную информацию о динамическом поведении дефектов кристаллической структуры под действием различных внешних факторов (деформирующих напряжений, ионизующих излучений, электромагнитных воздействий и др.).

Наиболее изученным как в экспериментальном, так и в теоретическом плане на сегодняшний день представляется круг проблем, связанных с акустической эмиссией дислокаций, трещин, зародышей новой фазы и прочих дефектов твердых тел [1,2]. Вполне установленными можно считать основные физические механизмы звукового излучения, возникающего в процессе пластической деформации и разрушения [3–5]. Электромагнитные эффекты в твердых телах, разумеется, также хорошо изучены во многих аспектах, но вместе с тем в литературе известно лишь небольшое число работ, специально посвященных проблеме электромагнитной эмиссии дислокаций и трещин. Здесь прежде всего необходимо отметить экспериментальные исследования электромагнитных шумов, генерируемых в процессе развития полос скольжения и трещин в ионных кристаллах [6,7]. Подробный и целенаправленный теоретический анализ соответствующих явлений в настоящий момент практически отсутствует.

Сравнительно давно в работах [8,9] был предложен механизм генерации электромагнитной волны прямолинейной дислокацией, движущейся в ионном кристалле. Его суть заключается в том, что переменные упругие поля, создаваемые дислокацией, деформируют электронейтральную решетку, приводя к возникновению переменной электрической поляризации и как следствие к появлению в диэлектрике электромагнитных возбуждений [10]. Таким образом, указанный механизм основан на электроупругих эффектах, которые для большинства диэлектрических кристаллов, не являющихся пьезоэлектриками, мал в меру малости электроупругих модулей [10].

Целью настоящей работы является предложение и разработка альтернативного механизма излучения электромагнитных волн прямолинейными краевыми дислокациями, связанного с возбуждением микротоков в области ядра дислокаций, движущейся в непьезоэлектрическом ионном кристалле.

1. Краевая дислокация как источник электромагнитных полей в ионном кристалле

Предположим, что кристалл имеет кубическую решетку со структурой NaCl. В таком кристалле ядро прямолинейной краевой дислокации, линия которой совпадает с направлением [001], представляет собой цепочку знакопеременных зарядов, ограничивающую экстраплоскость дислокации [11,12]. Пусть ось OZ направлена вдоль линии дислокации, а плоскость $y = 0$ является плоскостью скольжения. Тогда плотность заряда на линии дислокации равна

$$\rho(\mathbf{r}, t) = e^* F(x)\delta(x - x_0(t))\delta(y) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Big\{\delta(z - 2ma) - \delta[z - (2m+1)a]\Big\}. \quad (1)$$

Здесь $2a$ — период решетки вдоль линии дислокации с координатой $x(t)$ (положительные заряды расположены в позициях $z = 2ma$, отрицательные — в позициях $z = (2m+1)a$), e^* — эффективный заряд краевого узла экстраплоскости, а функция $F(x)$ имеет период $2b$ в направлении движения дислокации (b — расстояние между соседними минимумами рельефа Пайерлса в направлении оси OX, $|F(x)| \leqslant 1$).

Происхождение сомножителя $F(x)$ в (1) связано с тем, что при переходе дислокации в соседнюю долину рельефа Пайерлса (при продвижении на одно межатомное расстояние b вдоль оси OX) узел с номером m на ее линии, имевший первоначально заряд $\pm e^*$, «перезаряжается», приобретая в новой позиции заряд $\mp e^*$ [12]. Дальнейшее смещение дислокации на межатомное расстояние b восстанавливает первоначальное распределение зарядов на ней. Перезарядка узлов в ядре дислокации не сопровождается никаким макроскопическим переносом заряда [11,12]; она обусловлена лишь специфической упаковкой разнозаряженных ионов в решетке. Таким образом, при скольжении краевой дислокации наблюдаются осцилляции эффективного заряда на границе экстраплоскости, т. е. в ее ядре. Кинематика смены заряда в узле при смещении на период идентичности $2b$ может быть описана функцией $f(x)$, заданой, например, на интервале $-b \leqslant x \leqslant b$, причем $f(b) = f(-b)$, а при $|x| > b$ следует полагать $f(b) = 0$. Конкретный вид этой функции зависит от характера перераспределения электронной плотности на узле экстраплоскости при его трансляции на период решетки. Функция $F(x)$ может быть получена периодическим продолжением $f(x)$

$$F(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f(x + 2bm), \quad F(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} F_m \exp\left[i\frac{\pi m x}{b}\right]. \tag{2}$$

Далее будем предполагать, что коэффициенты F_m заданы. Удобно считать $F(x)$ четной функцией (это соответствует долинам рельефа Пайерлса на линиях $x = mb$, $m = 0, \pm 1, \ldots$), т. е. $F_n = F_{-n}$. Не конкретизируя вид функции $F(x)$, можно тем не менее сделать некоторые общие заключения о поведении коэффициентов F_n. Например, в простейшем модельном случае, когда $F(x) = \cos(\pi x/b)$, $F_1 = F_{-1} = 1$, а остальные F_n равны нулю. В общем случае можно утверждать, что ряд (2) сходится, а $F(x)$ будет аналитической функцией вместе со всеми своими производными до m-го порядка включительно, если $m + 1 = e$ производные $f^{(m+1)}(x)$ функции $f(x)$ удовлетворяют условию $f^{(m+1)}(b) = f^{(m+1)}(-b)$. Далее мы увидим, что в формулы для полей излучения будут входить первые производные $F(x)$. Таким образом, аналитическое продолжение (2) должно удовлетворять очевидным условиям гладкости в точках «сшивки» $x = (2m + 1)b$. Разумеется, во всех реальных физических ситуациях свойства функции (2) могут быть согласованы с этими условиями. Здесь, однако, важно подчеркнуть, что наибольший интерес для физики твердого тела представляла бы задача экспериментального восстановления вида функции $F(x)$. Проведенное нами рассмотрение показывает, что в принципе это можно сделать, регистрируя электромагнитную эмиссию дислокаций.

При выполнении дальнейших расчетов применим схему, используемую в классической электродинамике для построения электромагнитных полей произвольно движущегося точечного заряда (потенциалов Лиенара–Вихерта [13]). Пусть средняя скорость дислокации $V(t) = \partial x_0/\partial t$ есть известная функция времени. Перейдем в сопутствующую дислокации локально-инерциальную систему отсчета, движущуюся вдоль оси OX в каждый момент времени со скоростью $V(t)$, и запишем уравнение непрерывности для заряда, флуктуирующего на дислокационной линии,

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\mathbf{r}, t) = -\operatorname{div}\mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \tag{3}$$

где $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — плотность тока в ядре дислокации. Нас интересуют поля, мало меняющиеся на расстояниях порядка межатомных. Для их получения произведем усреднение микротоков так, как это принято в электродинамике сплошных сред [14]. Продифференцируем (1) по времени и применим приближенное соотношение

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty}\Big\{\delta(z-2ma)-\delta[z-(2m+1)a]\Big\}\cong a\frac{\partial}{\partial z}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\delta(z-2ma). \tag{4}$$

В результате получим

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\mathbf{r},t)=-\frac{\partial}{\partial z}\Big\{ae^{*}V(t)F(x)\times$$

$$\times\frac{\partial}{\partial x}\delta(x-x_0(t))\delta(y)\sum_{m=-\infty}^{\infty}\delta(z-2ma)\Big\}=-\frac{\partial}{\partial z}J_z(\mathbf{R},z,t). \tag{5}$$

После очевидного усреднения $j_z(\mathbf{R},z,t)$ по координате z представим соответствующую компоненту плотности тока в виде

$$j_z(\mathbf{R},t)=\frac{e^{*}}{2}V(t)F(x)\delta'(x-x_0(t))\delta(y). \tag{6}$$

Здесь $\mathbf{R}$ — двумерный радиус-вектор в плоскости $z=0$, $R^2=x^2+y^2$. Таким образом, выражение (6) описывает макроскопическую плотность тока в ядре краевой дислокации, скользящей со скоростью V.

Полученный результат имеет очевидный физический смысл. В сопутствующей системе отсчета ядро дислокации представляет собой цепочку электрических диполей, моменты которых, оставаясь параллельными оси OZ, осциллируют с частотой $\sim V/2b$. По этой причине процесс перемещения краевой дислокации в ионном кристалле эквивалентен макроскопическому переменному поляризационному току связанных с краем экстраплоскости эффективных зарядов. Наличие такого тока не нарушает макроскопической электронейтральности системы аналогично тому, как обычный объемный ток поляризации не нарушает электронейтральности диэлектрика, помещенного в переменное электрическое поле. Если при движении дислокация остается прямолинейной и параллельной оси OZ, плотность тока поляризации $\mathbf{j}(\mathbf{r},t)$, реализуемого на нескомпенсированных валентных связях вдоль края экстраплоскости, имеет единственную отличную от нуля компоненту j_z, определяемую формулой (6).

Правомерность проведенного усреднения связана с тем, что длины волн излучения, обусловленного осцилляциями заряда в ядре дефекта, имеют порядок $\lambda\sim bc/V$. В силу существенно нерелятивистских скоростей дислокации $V\ll c$ (c — скорость света) имеем $\lambda\gg a$, что и оправдывает макроскопический подход к описанию дислокации как источника электромагнитных полей в ионном кристалле.

Электрическое $\mathbf{E}'$ и магнитное $\mathbf{H}'$ поля движущейся дислокации, определенные с помощью (6), формально будут относиться к сопутствующей системе. Поля в лабораторной системе ($\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$) могут быть получены с помощью преобразований Лоренца, которые вследствие существенно нерелятивистских скоростей перемещения дислокаций ($V \ll c$) могут быть представлены в виде [13]

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}' - \frac{1}{c}\mathbf{V} \times \mathbf{H}', \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}' + \frac{1}{c}\mathbf{V} \times \mathbf{E}'. \tag{7}$$

Поскольку скорости индивидуальных дислокаций в кристаллах типа NaCl при обычных уровнях нагружения не превышают $10-10^2$ cm/s, отношение V/c не превосходит $10^{-8}-10^{-9}$, и можно считать, что в интересующем нас случае поля в сопутствующей и лабораторной системах с высокой точностью совпадают, $\mathbf{E} \cong \mathbf{E}'$, $\mathbf{H} \cong \mathbf{H}'$.

2. Электромагнитное излучение прямолинейной краевой дислокации

При расчетах электромагнитных полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ далее будем предполагать, что дислокация движется в неограниченной однородной изотропной немагнитной среде ($\mu = 1$) без дисперсии ($\varepsilon = \text{const}$). Поляризуемость среды не имеет в нашей задаче принципиального значения, так что без ограничения общности $\varepsilon = 1$. Воспользуемся электродинамическими потенциалами в обычном определении [13]

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \operatorname{grad}\varphi \tag{8}$$

с лоренцевской калибровкой

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{dt} + \operatorname{div}\mathbf{A} = 0,$$

после чего для единственной компоненты $A_z(\mathbf{R}, t)$ векторного потенциала получаем уравнение д'Аламбера

$$\left\{\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{dt^2} - \Delta\right\} A_z(\mathbf{R}, t) = \frac{4\pi}{c} j_z(\mathbf{R}, t). \tag{9}$$

Решение (9), отвечающее принципу причинности (при $r \to \infty$ оно соответствует расходящейся от источника волне), может быть записано как

$$A_z(\mathbf{R}, t) = \frac{4\pi}{c}\int\limits_{-\infty}^{t} dt' \int d^2R' \mathcal{G}(\mathbf{R} - \mathbf{R}'|t - t') j_z(\mathbf{R}, t), \tag{10}$$

где $\mathcal{G}(\mathbf{R}|t)$ — запаздывающая функция Грина плоской задачи

$$\mathcal{G}(\mathbf{R}|t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dz G(\mathbf{r}|t), \quad G(\mathbf{r}|t) = \frac{1}{4\pi r}\delta\left(t - \frac{r}{c}\right). \tag{11}$$

Необходимые нам поля излучения дислокации определяются соотношениями (8), в которые должны быть подставлены асимптотики решения (10) в волновой зоне.

Определим спектральные компоненты $\mathbf{A}^{\omega}$ функции $\mathbf{A}$ как амплитуды Фурье-разложения

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega \mathbf{A}^{\omega}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t). \tag{12}$$

Аналогичным образом определены спектральные разложения всех остальных используемых в работе величин. Таким образом, спектральные компоненты интересующего нас решения (10) имеют вид

$$A_z^{\omega}(\mathbf{R}) = \frac{4\pi}{c} \int d^2 R' \mathcal{G}^{\omega}(\mathbf{R} - \mathbf{R}') j_z^{\omega}(\mathbf{R}'). \tag{13}$$

Здесь $\mathcal{G}^{\omega}(\mathbf{R})$ — спектральные компоненты двумерной функции Грина, получаемые из (11) с учетом определения (12)

$$\mathcal{G}^{\omega}(\mathbf{R}) = \frac{1}{4i} \left\{ \theta(\omega) H_0^{(2)} \left[|\omega| \frac{R}{c} \right] - \theta(-\omega) H_0^{(1)} \left[|\omega| \frac{R}{c} \right] \right\}, \tag{14}$$

где $H_0^{(1,2)}(z)$ — функции Ганкеля первого и второго рода нулевого порядка [15], а $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда.

Асимтотики векторного потенциала (13) в волновой зоне можно получить, воспользовавшись известными представлениями функций Ганкеля для больших значений аргумента [15]. Соответствующее асимтотическое выражение для функции Грина (14) будет иметь вид

$$\mathcal{G}^{\omega}(\mathbf{R}) = \frac{1}{2} \left(\frac{c}{2i\pi\omega R} \right)^{1/2} \exp\left(-i\omega \frac{R}{c} \right). \tag{15}$$

Для дальнейшего рассмотрения мы ограничимся записью полей излучения в дипольном (нулевом по параметру $R'/R \ll 1$) приближении [14]. Введем линейную плотность $D_z(t)$ электрического дипольного момента прямолинейной краевой дислокации

$$\frac{\partial}{\partial t} D_z(t) = \int d^2 R' j_z(\mathbf{R}, t) = \frac{e^*}{2} V(t) \Phi(x_0(t)), \tag{16}$$

где использовано обозначение

$$\Phi(x_0(t)) = \frac{\partial}{\partial x_0} F(x_0(t)) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Phi_m \exp\left[i \frac{\pi m x_0(t)}{b} \right], \tag{17}$$

причем $\Phi_m = \frac{i\pi m}{b} F_m$. Итак, спектральные компоненты векторного потенциала полей излучения могут быть получены из (13) в виде

$$A_z^{\omega}(\mathbf{R}) + \left(\frac{2\pi}{i\omega R c} \right)^{1/2} (i\omega D_z^{\omega}) \exp\left(-i\omega \frac{R}{c} \right). \tag{18}$$

Здесь D_z^ω есть спектральные компоненты линейной плотности электрического дипольного момента $D_z(t)$ прямолинейной дислокации

$$i\omega D_z^\omega = \frac{e^*}{4\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega' v(\omega-\omega')\phi(\omega'), \tag{19}$$

где $v(\omega)$ и $\phi(\omega)$ — спектральные компоненты функций Φ и V.

В цилиндрической системе координат R, φ, z (угол φ отсчитывается от положительного направления оси OX) напряженности электрического и магнитного полей в волне, излучаемой дислокацией, имеют по одной отличной от нуля компоненте

$$H_\varphi^\omega(R,\varphi) = \frac{1}{c}\left(\frac{2\pi}{i\omega Rc}\right)^{1/2}\left[(i\omega)^2 D_z^\omega\right]\exp\left(-i\omega\frac{R}{c}\right), \tag{20}$$

$$E_z^\omega(R,\varphi) = -H_\varphi^\omega(R,\varphi). \tag{21}$$

Выражения (20), (21) описывают цилиндрическую линейно поляризованную электромагнитную волну, расходящуюся от линии дислокации.

Пространственно-временное распределение излучения мы получим, произведя обратное преобразование Фурье по времени в (20)

$$H_\varphi(R,\varphi,t) = -\frac{1}{c}\left(\frac{2}{Rc}\right)^{1/2}\int\limits_0^\infty \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}}\frac{\partial^2}{\partial t^2}D_z\left(t-\tau-\frac{R}{c}\right), \tag{22}$$

$$E_z(R,\varphi,t) = -H_\varphi(R,\varphi,t). \tag{23}$$

Как и должно быть, амплитуда тормозного излучения в дипольном приближении [14] пропорциональна второй производной по времени от дипольного момента излучающей системы

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}D_z(t) = \frac{e^*}{2}\left[W(t)\Phi(x_0(t)) + V^2(t)\frac{\partial}{\partial x_0}\Phi(x_0(t))\right], \tag{24}$$

где $W(t) = \partial V(t)/\partial t = \partial^2 x_0(t)/\partial t^2$ — среднее ускорение дислокации в кристалле. Оба слагаемых в (24) относятся к тормозному излучению системы. Первое слагаемое представляет собой высокочастотную несущую (с частотой порядка $V/2b$), промодулированную по частоте (в меру отличия от нуля второй производной $\partial^2 x_0(t)/\partial t^2$) и амплитуде (благодаря медленно меняющемуся за времена $\sim 2b/V$ сомножителю $V(t)$). Второе слагаемое в (24) не зависит от ускорения дислокации и приводит к появлению излучения даже тогда, когда дислокация движется с постоянной средней скоростью. В последнем случае, однако, частота и амплитуда излучения остаются постоянными.

3. Излучение равномерно движущейся краевой дислокации

Рассмотрим краевую дислокацию, скользящую в плоскости $y = 0$ с постоянной средней скоростью V. В этом случае $x_0(t) = Vt$ и соответственно $v(\omega) = 2\pi V\delta(\omega)$,

$$\phi(\omega) = \frac{2i\pi^2}{b} \sum_{n=-\infty}^{\infty} nF_n \delta(\omega - n\omega_0), \tag{25}$$

где $\omega_0 = \pi\frac{V}{b}$. Спектральные компоненты полей излучения получаем, подставляя (25) в (19),

$$H_\varphi^\omega(R, \varphi) = \frac{i\pi e^* \omega_0}{c} \left(\frac{2\pi i\omega}{Rc}\right)^{1/2} \exp\left(-i\omega\frac{R}{c}\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} nF_n\delta(\omega - n\omega_0). \tag{26}$$

Спектральные компоненты напряженности электрического поля определяются соотношением (21). Излучение равномерно движущейся дислокации представляет собой набор цилиндрических гармоник с частотами, кратными ω_0.

Производя в (25) обратное преобразование Фурье по времени, получаем пространственно-временное распределение полей электромагнитного излучения дислокации

$$H_\varphi(R, \varphi, t) = \frac{e^*}{c} \left(\frac{2\pi}{Rc|\omega_0|}\right)^{1/2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1/2} F_n \sin\left[n|\omega_0| \left(t - \frac{R}{c}\right) + \frac{\pi}{4}\right]. \tag{27}$$

При записи (27) мы воспользовались четностью функции $F(x)$. Напряженность электрического поля по-прежнему определяется формулой (23). Прямолинейная краевая дислокация излучает цилиндрические волны, амплитуда которых убывает с расстоянием от ее линии как $R^{-1/2}$. Из (27) следует, что поля излучения пропорциональны модулю средней скорости дислокации, т. е. векторы напряженности электрического и магнитного полей, порождаемых краевой дислокацией, не меняют знак при изменении направления ее скольжения вдоль оси OX, что, казалось бы, противоречит принципу причинности. В действительности, конечно, никакого противоречия нет. В самом деле, в сопутствующей системе отсчета дислокация представляет собой неподвижную прямую линию, вдоль которой течет переменный ток поляризации с частотой ω_0. Поскольку $F(x)$ — четная функция, фаза этого тока не меняется при изменении знака $V(t)$. В лабораторной системе поля определяются соотношениями (7), которые, как и должно быть, дают разный результат для движения дислокации в положительном и отрицательном направлениях оси OX. Другое дело, что чувствительные к знаку скорости поправки в полях излучения малы, и при записи (26), (27) мы пренебрегаем ими, как отмечено в конце раздела 1.

Средний по времени поток электромагнитной энергии, излучаемой единицей длины равномерно движущейся дислокации, есть

$$W = \frac{\pi}{2} \left(\frac{e^*}{c}\right)^2 |\omega_0|^3 \sum_{n=-\infty}^{\infty} n^3 F_n = \mathcal{F}|V|. \tag{28}$$

Электромагнитные потери определяют силу радиационного трения $\mathcal{F} = W/V$ на единицу длины дислокационной линии. Полагая для оценок $e^* \simeq 4.8 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE, $b \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ cm, имеем

$$\mathcal{F} \simeq 10^5 \left(\frac{V}{c}\right)^2 . \tag{29}$$

Сила торможения (29) на пять порядков превышает аналогичную величину, следующую из модели [8], однако и в нашем случае она пренебрежимо мала по сравнению с фононным трением, поскольку $V \ll c$. Рассмотренный механизм излучения представляет интерес в связи с возможностью исследования динамических свойств дислокаций радиофизическими методами. Оценим параметры излучения, предполагая, что источником электромагнитного шума являются колеблющиеся дислокационные сегменты. Скорости индивидуальных дислокационных сегментов в кристаллах типа NaCl $V \simeq 10{-}100\,\mathrm{cm/s}$, и частота излучения $\omega_0/2\pi \simeq V/b$ составляет 1–10 GHz, т. е. лежит в сантиметровом диапазоне радиоволн. Оценка для напряженности электрического поля в излучаемой волне следует из (27), (28)

$$E \simeq \frac{e^*\omega_0}{c}\left(\frac{2\pi\omega_0}{Rc}\right)^{1/2} . \tag{30}$$

На расстояниях порядка сантиметра от дислокации напряженность поля равна $E \simeq 10^{-2}\,\mu\mathrm{V/m}$. Вероятно, что излучение даже отдельных дислокаций будет вполне доступно для регистрации современной радиофизической аппаратурой, в особенности если речь идет о низкотемпературных измерениях. В реальных же процессах пластической деформации происходит одновременное перемещение до 10^5 дислокаций в полосе скольжения, так что электромагнитное излучение в ионном кристалле, как правило, будет иметь заметную величину.

4. Излучение колеблющейся краевой дислокации

Пусть прямолинейная краевая дислокация с геометрией, описанной выше, совершает в плоскости скольжения колебательное движение с частотой Ω и амплитудой x_0

$$X(t) = x_0 \sin \Omega t. \tag{31}$$

Спектральные компоненты векторного потенциала полей излучения колеблющейся дислокации получаем из (18), после чего находим спектральные компоненты напряженности магнитного поля

$$H_\varphi^\omega(R,\varphi) = 8\pi i\omega e^* \frac{\Omega}{c}\left(\frac{\pi i}{2\omega Rc}\right)^{1/2} \exp\left(-i\omega\frac{R}{c}\right) \times$$

$$\times \sum_{n=1}^{\infty} F_n \sum_{k=1}^{\infty} k J_{2k}\left(\frac{\pi n x_0}{b}\right)\Big\{\delta(\omega - 2k\Omega) - \delta(\omega + 2k\Omega)\Big\}, \tag{32}$$

где J_m — функция Бесселя целого порядка m [15]. Напряженность электрического поля имеет единственную отличную от нуля компоненту (21).

Производя в (32) обратное преобразование Фурье по времени, получаем пространственно-временную форму полей излучения

$$H_\varphi(R, \varphi, t) = \frac{2e^*}{c^2} \left(\frac{\pi c}{\Omega R}\right)^{1/2} \times$$

$$\times \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sum_{n=1}^{\infty} F_n \sum_{k=1}^{\infty} k^{-1/2} J_{2k} \left(\frac{\pi n x_0}{b}\right) \cos\left[2k\Omega\left(t - \frac{R}{c}\right) - \frac{\pi}{4}\right]. \qquad (33)$$

Напряженность электрического поля определяется согласно (23).

Из (32), (33) видно, что излучение колеблющейся прямолинейной краевой дислокации представляет собой суперпозицию цилиндрических гармоник с частотами, кратными удвоенной частоте колебаний дислокации Ω. Причина такого эффекта заключена, во-первых, в том, что знак полей излучения, как показано выше, не изменяется (в приближении $V/c \ll 1$) с изменением направления движения колеблющейся дислокации, а во-вторых, в том, что сигнал формируется в результате стопроцентной частотной модуляции «несущей» частоты $\omega_0 = \pi V_{\max}/b$, возникающей потому, что скорость дислокации на пути $2x_0$ изменяется от нуля до $V_{\max} = x_0\Omega$. Спектральные компоненты сигнала формируются посредством свертки по спектру Фурье-амплитуды скорости дислокации $v(\omega)$ с Фурье-амплитудами $\phi(\omega)$ «несущей» (см. (19)). При таком специфическом «усреднении» из спектра выпадают все составляющие, за исключением четных гармоник частоты качаний Ω. Напряженность поля (33) весьма слабо зависит от амплитуды колебаний дислокации x_0 и убывает с ее ростом как $x_0^{-1/2}$. Средняя (за период) мощность излучения колеблющейся дислокации равна

$$W = 16\pi \left(\frac{e^*}{c}\right)^2 \Omega^3 \sum_{k=1}^{\infty} k^3 J_{2k}^2 \left(\frac{\pi n x_0}{b}\right) \cong \frac{32}{3} \left(\frac{e^*}{c}\right)^2. \qquad (34)$$

При выводе оценки (34) мы воспользовались известными результатами для рядов бесселевых функций [16]. Оценку напряженности электрического поля в волне, излучаемой колеблющейся краевой дислокацией, получим из (34), (23)

$$E \simeq e^* \left(\frac{\Omega}{c}\right)^{3/2} \left(\frac{2b}{\pi x_0 R}\right)^{1/2}. \qquad (35)$$

Для типичных значений $\Omega \simeq 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$, $b/x_0 \simeq 0.01$, $R \simeq 1\,\mathrm{cm}$ находим $E \simeq 10^{-1}$–$10^{-2}\,\mu\mathrm{V/m}$, что согласуется с оценкой, приведенной в предыдущем разделе.

5. Излучение ускоренно движущейся дислокации

Ограничимся здесь исследованием случая, когда дислокация начинает движение в момент времени $t = 0$ в точке $x = 0$ и движется вдоль оси OX с постоянным средним ускорением w

$$X(t) = wt^2\theta(t)/2, \quad V(t) = wt\theta(t). \tag{36}$$

Выполняя расчеты, аналогичные проделанным выше, находим спектральные компоненты напряженности магнитного поля равноускоренной краевой дислокации

$$H_\varphi^\omega(R,\varphi) = -\frac{\pi e^*|w|}{2cb}\left(\frac{2\pi i\omega}{Rc}\right)^{1/2}\exp\left(-i\omega\frac{R}{c}\right)\sum_{n=1}^{\infty} nF_n \times$$

$$\times \int_0^\infty \tau \sin\left(\frac{\pi n|w|\tau^2}{2b}\right)\exp(-i\omega\tau)d\tau. \tag{37}$$

Производя обратное преобразование Фурье по времени в (37), находим пространственно-временное распределение полей излучения в рассматриваемом случае

$$H_\varphi(R,\varphi,t) = -\frac{\pi e^*|w|}{cb}\left(\frac{1}{Rc}\right)^{1/2}\times$$

$$\times\frac{\partial}{\partial t}\sum_{n=1}^{\infty} nF_n \int_0^\infty \tau\sin\left(\frac{\pi n|w|\tau^2}{2b}\right)\frac{\theta\left(t-\tau-\frac{R}{c}\right)}{\left(t-\tau-\frac{R}{c}\right)^{1/2}}d\tau \tag{38}$$

(напряженность электрического поля определяется формулой (23)).

Из (37), (38) видно, что ускоренно движущаяся краевая дислокация излучает цилиндрические волны. Это излучение является тормозным, но зависимость полей от ускорения (за счет сомножителя $\simeq \sin(\pi n|w|\tau^2/2b)$ под знаком интеграла в (38)) оказывается более сложной, чем в случае тормозного излучения одиночного свободного заряда. Вместе с тем ясно, что в силу ограниченности подынтегральной функции $\sim (\pi n|w|\tau^2/2b)$ напряженности полей в основном пропорциональны ускорению дислокации $|w|$, как и должно быть для дипольной компоненты тормозного излучения [13].

Результаты, полученные в работе, показывают, что регистрация электромагнитного излучения, сопровождающего перемещение дислокаций в ионных кристаллах, может быть эффективным инструментом исследования динамических параметров такого рода дефектов в процессе пластической деформации. Анализ спектрального состава излучения в принципе позволяет получить важную информацию о структуре рельефа Пайерлса в кристалле. В самом деле, если экспериментально удается зафиксировать в составе излучения несколько гармоник основной частоты ω_0, могут быть найдены амплитуды F_n

Фурье-гармоник функции $F(x)$ и тем самым восстановлен вид этой функции. Следует подчеркнуть, что возможностей такого рода не дает ни один из известных на сегодняшний день методов исследования дислокаций. Это позволит в конечном итоге разработать новые методики неразрушающего контроля материалов, которые найдут многочисленные применения как в фундаментальной физике твердого тела, так и в инженерных задачах.

Список литературы

[1] D. Jaffrey. Non-destructive testing. Australia. **16**, Pt. 1, *4*, 9 (1979); **16**, Pt. 2, *5*, 9 (1979); **16**, Pt. 3, *6*, 19 (1979).
[2] В.С. Бойко, В.Д. Нацик. В кн.: Элементарные процессы пластической деформации. Наукова думка. Киев (1978). С. 159.
[3] В.Д. Нацик, К.А. Чишко. В кн.: Акустическая эмиссия материалов и конструкций. Изд-во РГУ (1989). С. 10.
[4] К.А. Чишко. ФТТ **31**, *3*, 226 (1989).
[5] К.А. Чишко. ФТТ **34**, *3*, 864 (1992).
[6] Ю.И. Головин, Т.П. Дьячек, В.И. Усков, А.А. Шибков. ФТТ **27**, *2*, 555 (1985).
[7] Ю.И. Головин, В.И. Орлов. ФТТ **30**, *8*, 2489 (1988).
[8] А.М. Косевич, И.Г. Маргвелашвили. УФЖ **12**, *12*, 2007 (1967).
[9] А.М. Косевич, И.Г. Маргвелашвили. Изв. АН СССР. Сер. физ. **31**, *5*, 848 (1967).
[10] Г. Лейбфрид. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М. (1963). 312 с.
[11] R.W. Whitworth. Phil. Mag. **11**, *109*, 83 (1965).
[12] R.W. Whitworth. Adv. Phys. **24**, *2*, 203 (1975).
[13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Теория поля. М. (1965). 504 с.
[14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Электродинамика сплошных сред. М. (1959). 532 с.
[15] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М. (1968). 344 с.
[16] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. Интегралы и ряды. Специальные функции. М. (1973). 504 с.