

УДК 538.911

ФОТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С. Г. Гестрин, К. В. Кочелаевская

*Саратовский государственный технический университет,
Саратовский государственный аграрный университет*

Поступила в редакцию 08.09.2017 г.

Аннотация. Построена математическая модель фотопластического эффекта в ионном кристалле. Найдены аналитические выражения, а также получены оценки для мощности, диссипируемой единицей длины движущейся дислокации, и действующей на неё силы торможения, возникающей при взаимодействии электрического поля дислокации с поляронами сильной и слабой связи. Получено выражение для матричного элемента дипольного момента перехода из основного в возбужденное состояние полярона сильной связи, происходящего под воздействием электрического поля дислокации. Определены напряжение сдвига, необходимого для движения дислокации, и условия, при которых данный механизм торможения является основным.

Ключевые слова: фотопластический эффект, ионный кристалл, заряженные дислокации, полярон.

PHOTOPLASTIC EFFECT IN IONIC CRYSTALS AT LOW TEMPERATURES

S. G. Gestrin, K. V. Kochelaevskaya

Abstract. A mathematical model of the photoplastic effect in an ionic crystal is constructed. Analytical expressions are found, and estimates are also obtained for the power dissipated by a unit of the length of a moving dislocation and the braking force acting on it, which arises when the electric field of a dislocation interacts with polarons of strong and weak coupling. An expression is obtained for the matrix element of the dipole moment of the transition from the ground state to the excited state of the strong-coupling polaron, which occurs under the action of the electric field of the dislocation. The shear stress necessary for dislocation motion and the conditions under which this braking mechanism is the main one are determined.

Keywords: photoplastic effect, Ionic crystal, Charged dislocations, Polaron.

ВВЕДЕНИЕ

Известны различные механизмы торможения дислокации в кристаллах: взаимодействие с точечными дефектами, фононный ветер, релаксация медленных фононов и другие. В работе [1] на основе метода молекулярной динамики исследована подвижность дислокаций при надбарьерном движении в различных металлах (Al, Cu, Fe, Mo). Рассчитанные при различных

© Гестрин С. Г., Кочелаевская К. В., 2017

температурах коэффициенты фононного трения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. В металлах при низкой температуре заметное влияние на торможение дислокации оказывает взаимодействие с электронами проводимости. В [2] предложен и проанализирован механизм динамического торможения дислокаций, который заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущихся дислокаций в энергию колебаний дислокационного осциллятора, образованного парой колеблющихся дислокаций. В [3] изучается движение краевых дислокаций в металлах и сплавах, содержащих точечные дефекты. Определены границы области динамической неустойчивости дислокационного движения.

Существенной особенностью краевых дислокаций в полупроводниковых и ионных кристаллах является наличие распределенного вдоль них электрического заряда [4]. Взаимодействие заряженных дислокаций с различными точечными дефектами и экситонами [5] осуществляется не только посредством упругого, но и электрического поля. Некоторые механизмы торможения заряженных дислокаций в ионных кристаллах были рассмотрены в [6]. В частности было найдено выражение для силы торможения, действующей на дислокацию, связанной с возбуждением ее электрическим полем продольных вынужденных колебаний ионов, а также выражение для интенсивности черенковского излучения движущейся дислокацией поляритонов. Ниже изучается один из механизмов торможения заряженной краевой дислокации в ионном кристалле.

Поляроны сильной связи можно рассматривать как связанные состояния электрона и локальной поляризации кристалла, обладающие несколькими дискретными значениями внутренней энергии. Электрическое поле дислокации, движущейся со скоростью v , возбуждает энергетические уровни поляронов, когда энергия наиболее высокочастотной компоненты Фурье электрического поля движущейся дислокации $\hbar va^{-1}$ превышает расстояние между соседними уровнями $\Delta E = 0,05m^*e_0^4/\hbar^2\varepsilon^2 \approx 0,01 - 0,1\text{эВ}$ (m^* — эффективная масса электрона, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла) [7]. Таким образом, поглощение энергии дислокации имеет пороговый характер и осуществляется при скоростях $v > v_c \equiv a\Delta E/\hbar \approx 10^4\text{м/с}$.

Взаимодействие заряженной дислокации с поляронами слабой связи не имеет порогового значения скорости.

Следует отметить, что концентрация поляронов, которая при тепловом возбуждении пропорциональна $\exp(-\varepsilon_G/2k_B T)$, ε_G — ширина запрещенной зоны, при температурах в интервале $10 - 100^0\text{К}$ очень мала, так как $\varepsilon_G \gg k_B T$. Оценки показывают, что возникающая при этом сила торможения дислокации поляронами на много порядков меньше наблюдаемой на опыте.

Концентрация поляронов может, однако, резко возрасти при облучении кристалла электромагнитным излучением вследствие внутреннего фотоэффекта. Для его возникновения в ионном кристалле, не содержащем примесей, нужны кванты с достаточно высокой энергией $\hbar\omega > \varepsilon_G$ ($\varepsilon_G \sim 5 - 10\text{эВ}$), что соответствует ультрафиолетовому излучению. Если же кристалл содержит примеси, и примесный уровень находится в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, то для создания высокой концентрации поляронов можно использовать кванты со значительно меньшей энергией.

При концентрациях поляронов $\sim 10^{13} - 10^{14}\text{м}^{-3}$ рассматриваемый механизм торможения дислокации становится основным. Увеличение интенсивности потока излучения, падающего на кристалл, должно, таким образом, приводить к уменьшению скорости движения дислокации при фиксированном напряжении сдвига, приложенном к кристаллу, что, в свою очередь, приводит к уменьшению скорости пластической деформации, т. е. имеет место фотопластический эффект.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ДИСЛОКАЦИИ С ПОЛЯРОНАМИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Рассмотрим взаимодействие заряженной дислокации с поляронами сильной связи. Для вычисления мощности, диссипируемой единицей длины дислокации, воспользуемся соотношением:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{8 \sigma_D^2 N}{3 \varepsilon^2 \hbar} \sum_n \left| \vec{d}_{0n} \right|^2 \operatorname{arctg} \frac{\hbar v}{a(E_n - E_0)}, \quad (1)$$

полученным ранее в [8]. Здесь dW/dt — мощность, диссипируемая единицей длины движущейся дислокации, E_0 и E_n — энергия основного и возбужденного состояний полярона, $\left| \vec{d}_{0n} \right|^2$ — квадрат модуля матричного элемента дипольного момента, v — скорость дислокации, σ_D — линейная плотность электрического заряда дислокации, ε — диэлектрическая проницаемость кристалла, N — концентрация поляронов, \hbar — приведенная постоянная Планка.

В поляронах сильной связи существует лишь несколько связанных состояний [7]. В дальнейшем для простоты будем рассматривать случай, когда таких состояний только два и энергии $\hbar v a^{-1}$ достаточно на переход из основного состояния в возбужденное. Дипольные переходы из 1s-состояния полярона, согласно правилу отбора по четности, возможны только в р-состояния. Таким образом в сумме, входящей в (1), остается одно слагаемое, и из (1) получаем

$$\frac{dW}{dt} = \frac{8 \sigma_D^2 N}{3 \varepsilon^2 \hbar} \left| \vec{d}_{0p} \right|^2 \operatorname{arctg} \frac{\hbar v}{a(E_p - E_0)}. \quad (2)$$

Матричный элемент дипольного момента перехода определяется выражением

$$\vec{d}_{0p} = -e_0 \int \psi_p^*(\vec{r}) \vec{r} \psi_0(\vec{r}) dV, \quad (3)$$

где $\psi_0(\vec{r})$ и $\psi_p(\vec{r})$ — волновые функции основного и нижайшего р-состояния полярона соответственно.

Согласно [7],

$$\psi_0 = (7\pi r_0^3)^{-1/2} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right) \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (4)$$

$$\psi_p = \left(\frac{2\zeta}{r_0} \right)^{3/2} \frac{2}{\sqrt{4!}} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \zeta \frac{r}{r_0} \cos \theta \exp\left(-\zeta \frac{r}{r_0}\right), \quad (5)$$

где $r_0 = \frac{2\hbar^2 \varepsilon}{m^* e_0^2}$, $\zeta = 1,02$.

Подставляя (4) и (5) в (3), находим:

$$\left| \vec{d}_{0p} \right|^2 = \frac{3 \cdot 2^{10} \zeta^5 (\zeta + 6)^2}{7 (\zeta + 1)^{12}} e_0^2 r_0^2. \quad (6)$$

Разделив мощность потерь (2) на скорость движения дислокации, определим, таким образом, силу, действующую на единицу длины дислокации:

$$F = \frac{2^{15} \sigma_D^2 \hbar^3 N}{7 m^{*2} e_0^2} \frac{\zeta^5 (\zeta + 6)^2}{(\zeta + 1)^{12}} \frac{1}{v} \operatorname{arctg} \frac{\hbar v}{a(E_p - E_0)}. \quad (7)$$

Входящая в (7) разность энергий между основным и возбужденными состояниями полярона равна $E_p - E_0 \approx 0.05 m^* e_0^4 / \varepsilon^2 \hbar^2$.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ДИСЛОКАЦИИ С ПОЛЯРОНАМИ СЛАБОЙ СВЯЗИ

Рассмотрим теперь взаимодействие движущейся заряженной дислокации с поляронами слабой связи.

Мощность потерь в этом случае определяется выражением

$$\frac{dW}{dt} = 4\pi \sum_{\vec{p}, \vec{p}'} \omega_{\vec{k}} |U_{\vec{k}}|^2 \left| \langle \vec{p}' | e^{i\vec{k}\vec{r}} | \vec{p} \rangle \right|^2 [f(\varepsilon_{\vec{p}}) - f(\varepsilon'_{\vec{p}})] \delta(\varepsilon'_{\vec{p}} - \varepsilon_{\vec{p}} - \hbar\vec{k}\vec{v}). \quad (8)$$

Здесь $\varepsilon_{\vec{p}} = p^2/2m$ — энергия полярона в состоянии с импульсом \vec{p} , m — масса свободного электрона, $\varepsilon'_{\vec{p}}$ — энергия полярона после поглощения кванта энергии $\hbar\omega_{\vec{k}}$, $\omega_{\vec{k}} = \vec{k}\vec{v}$, дельта функция соответствует закону сохранения энергии, $f(\varepsilon_{\vec{p}})$ — функция распределения Максвелла, $U_{\vec{k}}$ — амплитуда Фурье-преобразования потенциальной энергии полярона в электрическом поле, создаваемом дислокацией.

Внешнее различие формул (8) и (1), применяемых для вычисления мощности потерь энергии движущейся дислокацией, объясняется, во-первых, тем, что поляроны сильной связи обладают несколькими дискретными значениями внутренней энергии, с чем связано суммирование по n в (1), а поляроны слабой связи ими не обладают. Во-вторых, масса поляронов сильной связи, достигающая в некоторых кристаллах $140m^*$ [7], существенно превосходит массу поляронов слабой связи, которая имеет величину $\sim m^*$. Таким образом, поляроны сильной связи при взаимодействии с дислокацией слабо изменяют свою энергию поступательного движения, но изменяют внутреннюю энергию, в то время как энергия поступательного движения поляронов слабой связи изменяется существенно, поэтому в (8) необходимо учесть движения поляронов слабой связи.

Квадрат модуля матричного элемента равен

$$\left| \langle \vec{p}' | e^{i\vec{k}\vec{r}} | \vec{p} \rangle \right|^2 = \delta_{\vec{p}', \vec{p} + \hbar\vec{k}}, \quad (9)$$

где дельта-символ соответствует закону сохранения импульса.

Разность функций распределения, входящую в (8), разложим по величине малого сдвига аргументов:

$$f(\varepsilon_{\vec{p}}) - f(\varepsilon_{\vec{p}} + \hbar\vec{k}\vec{v}) \approx \frac{\hbar\vec{k}\vec{v}}{k_B T} f(\varepsilon_{\vec{p}}). \quad (10)$$

Выполняя в (8) суммирование по \vec{p}' с использованием (9) и (10), находим

$$\frac{dW}{dt} = \frac{4\pi\hbar}{k_B T} \sum_{\vec{p}} \sum_{\vec{k}} \omega_{\vec{k}}^2 |U_{\vec{k}}|^2 f(\varepsilon_{\vec{p}}) \delta\left(\frac{\hbar\vec{p}\vec{k}}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \hbar\vec{k}\vec{v}\right). \quad (11)$$

Будем предполагать в дальнейшем, что энергия теплового движения поляронов намного превосходит величину $\hbar\omega_{\vec{k}}$, а импульс $p \gg \hbar k$.

Тогда из (11) находим:

$$\delta\left(\frac{\hbar\vec{p}\vec{k}}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \hbar\vec{k}\vec{v}\right) \approx \delta\left(\frac{\hbar\vec{p}\vec{k}}{m}\right) = \frac{m}{\hbar} \delta(pk \cos \theta). \quad (12)$$

Заменяя в (11) суммирование по \vec{p} и \vec{k} интегрированием,

$$\sum_{\vec{p}} = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3}, \quad \sum_{\vec{k}} = \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} \quad (13)$$

получим:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{4\pi}{k_B T} \frac{1}{(2\pi)^5} N \frac{1}{(2\pi k_B T m)^{3/2}} m \int d^2 k \frac{\omega_k^2}{k} |U_{\vec{k}}|^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty p \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) \cdot \sin \theta \delta(\cos \theta) dp d\theta d\varphi'. \quad (14)$$

Выполним в (14) интегрирование по φ' и θ

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{k_B T} \frac{1}{(2\pi)^3} N \frac{1}{(2\pi k_B T)^{3/2} m^{1/2}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \omega_k^2 |U_{\vec{k}}|^2 dk d\varphi \int_0^\infty p \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T}\right) dp. \quad (15)$$

Вычисляя далее интеграл по p , а также подставляя $\omega_{\vec{k}} = kv \cos \varphi$, и

$$U_{\vec{k}} = \frac{8\pi^2 \sigma_D e}{\varepsilon k^2} \quad (16)$$

находим:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2Nm^{1/2}v^2}{(2\pi)^{9/2}(k_B T)^{3/2}} \left(\frac{8\pi^2 \sigma_D e}{\varepsilon}\right)^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi d\varphi \int_0^\infty \frac{dk}{k^2}. \quad (17)$$

Интеграл по k в (17) расходится на нижнем пределе. Для устранения расходимости необходимо учесть, что выражение (16) справедливо лишь при $k \gg r_D^{-1}$, где r_D — дебаевский радиус облака подвижных носителей заряда, экранирующего заряженную дислокацию. Таким образом, интеграл в (17) необходимо обрезать снизу при $k \sim r_D^{-1}$.

Разделив мощность потерь (17) на скорость дислокации v , определим силу, действующую на единицу длины дислокации:

$$F \approx 4\sqrt{2\pi} \frac{N\sigma_D^2 e^2 m^{1/2} r_D}{\varepsilon^2 (k_B T)^{3/2}} v. \quad (18)$$

Таким образом, сила торможения растет линейно с ростом v .

3. ОЦЕНКИ СИЛЫ ТОРМОЖЕНИЯ И НАПРЯЖЕНИЯ СДВИГА, НЕОБХОДИМОГО ДЛЯ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИИ

Как следует из выражений (7) и (18), сила торможения, действующая на дислокацию, прямо пропорциональна концентрации поляронов N в кристалле. При тепловом возбуждении

$$N = \frac{(2\pi m k_B T)^{3/2}}{4\pi^3 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_G}{2k_B T}\right) \quad (19)$$

В случае температур, рассматриваемых в работе, концентрация поляронов крайне низкая. Так, подставляя в (19) $T = 200^0 K$, $\varepsilon_G = 1.610 \cdot 10^{-12}$ эрг, находим $N \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Для оценки силы торможения воспользуемся следующими значениями параметров зарядов $\sigma_D \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ ед. СГСЭ/см}$, $e = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ ед. СГСЭ}$, скорости $v = 10^4 \text{ см/с}$, и дебаевского радиуса $r_D = 100a = 10^{-6} \text{ см}$. Тогда из (7) и (18) находим в случае поляронов сильной связи $F \approx 10^{-7} \text{ дин/см}$, в случае поляронов слабой связи $F \approx 10^{-9} \text{ дин/см}$. Разделив F на длину вектора Бюргерса $b \approx 10^{-8} \text{ см}$, найдем величину напряжения сдвига $\tau = Fb^{-1} = 10 \text{ дин/см}^2$ [18], необходимого для движения дислокации.

Полученное значение τ в $10^7 - 10^8$ раз меньше наблюдаемого на опыте. Столь малое значение τ обусловлено низкой концентрацией поляронов в кристалле. При низкой концентрации поляронов сила торможения, действующая на дислокацию, определяется в основном ее взаимодействием с точечными дефектами.

Как было указано выше, концентрация поляронов резко возрастает при облучении кристалла. При концентрации $N = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ напряжение, необходимое для движения дислокации со скоростью $v = 10^4 \text{ см/с}$, становится $\sim 10^8 - 10^9 \text{ дин/см}^2$, что сравнимо или даже превосходит значение τ , получаемое в экспериментах в отсутствие фотоэффекта (см. рис. 1).

Для оценки плотности потока излучения, падающего на поверхность кристалла и приводящего к концентрации поляронов $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, воспользуемся выражением: $S = \hbar\omega AN^2d/D$, где $\hbar\omega$ — энергия квантов электромагнитного излучения, d — толщина кристалла, D — коэффициент пропускания кристалла, A — коэффициент рекомбинации электронов и дырок. Полагая $\hbar\omega \cong \varepsilon_G = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, $d = 1 \text{ см}$, $D = 0,5$, $A = 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$, находим $S = 0,32 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$.

Так как скорость пластической деформации кристалла зависит от скорости движения дислокации $\dot{\varepsilon} = b\rho_D v$, ρ_D — плотность дислокаций, то возрастание силы торможения, действующей на дислокацию при облучении кристалла, приводит к уменьшению скорости пластической деформации при фиксированном напряжении сдвига τ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе построена математическая модель фотопластического эффекта, связанного с торможением заряженных дислокаций, возникающим при взаимодействии электрического поля дислокации с поляронами в ионных кристаллах. Найден аналитические выражения и численные оценки для мощности, диссипируемой единицей длины дислокации, и силы торможения, возникающей при взаимодействии дислокации с поляронами сильной и слабой связи. Получена оценка для плотности потока электромагнитного излучения, при котором механизм торможения поляронами становится основным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куксин, А. Ю. Атомистическое моделирование движения дислокаций в металлах в условиях фоновго трения / А. Ю. Куксин, А. В. Янилкин // Физика твердого тела. — 2013. — Т. 55, вып. 5. — С. 931–939.
2. Малащенко, В. В. Динамическое торможение дислокаций в кристалле, содержащем структурные несовершенства / В. В. Малащенко // Журнал технической физики. — 2009. — Т. 79, вып. 4. — С. 146–149.
3. Малащенко, В. В. Торможение дислокаций точечными дефектами на стадии легкого скольжения в металлах и сплавах / В. В. Малащенко // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. — 2012. — Т. 9, № 1. — С. 29–33.
4. Тяпунина, Н. А. Заряженные дислокации и свойства щелочно-галлоидных кристаллов / Н. А. Тяпунина, Э. Н. Белозерова // УФН. — 1988. — Т. 156, № 4. — С. 623–717.

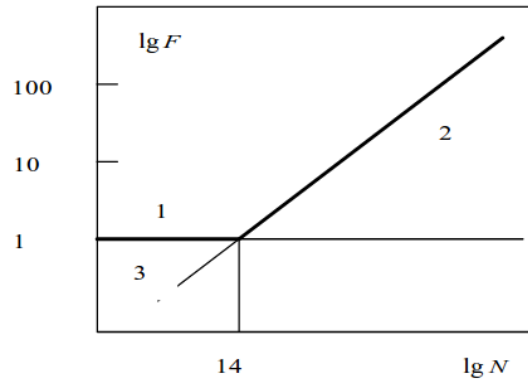


Рис. 1. Зависимость поляронной части силы торможения дислокации F от концентрации поляронов (прямая 2–3). При $\lg N < 14$ определяющим является взаимодействие с точечными дефектами (участок 1); при $\lg N > 14$ основным является взаимодействие с поляронами (участок 2)

5. Гестрин, С. Г. Торможение заряженных дислокаций экситонами Ванье-Мотта в полупроводниках при низких температурах / С. Г. Гестрин // Известия ВУЗов. Физика. — 1998. — № 12. — С. 107–109.
6. Гестрин, С. Г. Механизмы торможения заряженной дислокации в ионных кристаллах / С. Г. Гестрин, А. Н. Сальников, Т. В. Самородина // Известия ВУЗов. Физика. — 2005. — № 8. — С. 76–81.
7. Давыдов, А. С. Теория твердого тела / А. С. Давыдов. — М. : Наука, 1976. — 460 с.
8. Gestrin, S. G. Retardation of charged dislocations by impurity atoms in semiconducting crystals at low temperatures / S. G. Gestrin // Low Temp. Phys. — 1993. — 19(4), April. — P. 298–301.

REFERENCES

1. Kuksin A.Yu., Yanilkin A.V. Atomistic modeling of dislocation motion in metals under conditions of phonon friction. [Kuksin A.Yu., Yanilkin A.V. Atomisticheskoe modelirovanie dvizheniya dislokacij v metallax v usloviyax fononnogo treniya]. *Fizika tverdogo tela — Solid State Physics*, 2013, vol. 55, no. 5, pp. 931–939.
2. Malashenko V.V. Dynamic deceleration of dislocations in a crystal containing structural imperfections. [Malashenko V.V. Dinamicheskoe tormozhenie dislokacij v kristalle, sodержashhem strukturnye nesovershenstva]. *Zhurnal texnicheskoj fiziki — Journal of Technical Physics*, 2009, vol. 79, iss. 4, pp. 146–149.
3. Malashenko V.V. Deceleration of dislocations by point defects at the stage of easy sliding in metals and alloys. [Malashenko V.V. Tormozhenie dislokacij tochechnymi defektami na stadii legkogo skol'zheniya v metallax i splavax]. *Fundamental'nye problemy sovremennogo materialovedeniya — Fundamental problems of modern materials science*, 2012, vol. 9, no. 1, pp. 29–33.
4. Tyapunin N.A., Belozerova E.N. Charged dislocations and properties of alkali-halide crystals. [Tyapunin N.A., Belozerova E.N. Zaryazhennye dislokacii i svoystva shhelochno-galoidnyx kristallov]. *Uspehi fizicheskix nauk — Physics-Uspekhi*, 1988, vol. 156, no. 4, pp. 623–717.
5. Gestrin S.G. Deceleration of charged dislocations by Wannier-Mott excitons in semiconductors at low temperatures. [Gestrin S.G. Tormozhenie zaryazhennyx dislokacij e'ksitonami Van'e-Motta v poluprovodnikax pri nizkix temperaturax]. *Izvestiya vysshix uchebnyx zavedenij. Fizika — News of higher educational institutions. Physics*, 1998, no. 12, pp. 107–109.
6. Gestrin S.G., Salnikov A.N., Samorodina T.V. Mechanisms of inhibition of charged dislocation in ionic crystals. [Gestrin S.G., Sal'nikov A.N., Samorodina T.V. Mexanizmy tormozheniya zaryazhennoj dislokacii v ionnyx kristallax]. *Izvestiya vysshix uchebnyx zavedenij. Fizika — News of higher educational institutions. Physics*, 2005, no. 8, pp. 76–81.
7. Davydov A.S. Theory of a solid body. [Davydov A.S. Teoriya tverdogo tela]. Moscow, 1976, 460 p.
8. Gestrin, S.G. Retardation of charged dislocations by impurity atoms in semiconducting crystals at low temperatures. *Low Temp. Phys.*, 1993, 19(4), April, pp. 298–301.

*Гестрин Сергей Геннадьевич, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры “Физика” СГТУ им. Гагарина Ю. А., профессор кафедры “Инженерная физика, электрооборудование и электротехнологии” СГАУ им. Вавилова Н. И., г. Саратов, Россия
E-mail: gestrin.s@yandex.ru
Тел.: 8-962-619-81-71*

*Gestrin Sergei Gennadievich, Doctor of physical and mathematical sciences, Head Professor, Department of Physics, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, Department of Engineering Physics, Electrics and Electrotechnology, N. I. Vavilov Saratov State Agrarian University, Saratov, Russia
E-mail: gestrin.s@yandex.ru
Tel.: 8-962-619-81-71*

*Кочелаяевская Кристина Владимировна, кандидат философских наук, доцент кафедры “Инженерная физика, электрооборудование и электротехнологии”, Саратовский государственный аграрный университет им. Н. И. Вавилова, г. Саратов, Россия
E-mail: kochelaevskaya21@rambler.ru
Тел.: 8-904-244-51-28*

*Kochelaevskaya Kristina Vladimirovna, Candidate of Philosophy sciences, Associate Professor, Department of Engineering Physics, Electrics and Electrotechnology, N. I. Vavilov Saratov State Agrarian University, Saratov, Russia
E-mail: kochelaevskaya21@rambler.ru
Tel.: 8-904-244-51-28*