

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ СРЕДЫ НА ПРИМЕСНОЕ РАССЕЯНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА  
В ТОНКОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

А.А. КИРАКОСЯН, Ш.Г. ГАСПАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 марта 1993г.)

Рассмотрено влияние различия диэлектрических постоянных размерно квантованной проволоки и окружающей среды на время импульсной релаксации и подвижность носителей заряда при их рассеянии на незранированных кулоновских примесных центрах. Получены аналитические выражения для скорости импульсной релаксации и подвижности в различных случаях пространственного распределения примесных центров (фоновые и удаленные примеси, однородное распределение примесей), а также найдены температурные и концентрационные зависимости подвижностей.

## Введение

В структурах с квантованием движения носителей заряда (НЗ) в двух направлениях реализуются условия, когда совокупность НЗ можно рассматривать как квазиодномерный (1D) газ, характеристики которого претерпевают кардинальные изменения по сравнению с двумерной (2D) и трехмерной (3D) системами [1,2]. Эти изменения обусловлены как перестройкой энергетического спектра и, следовательно, функции плотности состояний, так и тем обстоятельством, что в 1D-системах взаимодействие НЗ с различными дефектами носит короткодействующий характер ввиду больших значений передаваемых импульсов (порядка  $2p_F$ ,  $p_F$ -фермиевский импульс) в акте рассеяния, тогда как в 2D-и 3D-системах преобладают рассеяния с малыми передаваемыми импульсами. Следствием такого "затруднения" является существенное увеличение времени релаксации импульса и возрастание подвижности в 1D-структурах [2].

Рассеяние НЗ в квантовых полупроводниковых проволоках на заряженных примесях рассмотрено в [2] для случая, когда примеси находятся вне проволоки (т.н. "удаленные" примеси). В рамках модели [2], в работе [3] рассмотрено рассеяние в случаях, когда примесные центры распределены как в проволоке (т.н. фоновые примеси), так и вне проволоки.

В большинстве работ, как и в [2,3], предполагается, что проволока и окружающая среда химически идентичны, в частности, имеют одинаковые диэлектрические постоянные (ДП). Если такой подход оправдан в случае пары  $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ , из которой в основном изготавливают квантовые ямы [4,5], то для других пар веществ это предположение, в общем, не может быть верным. Более того, в системе  $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$  разность между ДП

проволоки ( $GaAs$ ) и среды ( $Ga_{1-x}Al_xAs$ ) увеличивается с ростом  $x$ , достигая при  $x = 0,5$  значения  $\Delta\epsilon = 1,365 \pm 0,1\epsilon_1$ , где  $\epsilon_1 = 12,53$  - ДП проволоки.

В данной работе проведено точное рассмотрение влияния различия диэлектрических постоянных проволоки и окружающей среды на время импульсной релаксации и подвижность при рассеянии НЗ на заряженных примесных центрах для различных случаев распределений рассеивающих центров.

### 1. Время импульсной релаксации.

Предположим, что НЗ занимают только нижний уровень энергии размерного квантования и тем самым представляют 1D-газ в длинном цилиндре круглого сечения. Собственные функции и собственные значения энергии НЗ хорошо известны [6]:

$$\Psi_{nlk}(\vec{r}, z) = \frac{\exp(ikz)}{\sqrt{L_z}} \cdot \frac{\exp(il\phi) J_l(\lambda_{nl} r / a)}{(\pi a^2)^{1/2} J_{l+1}(\lambda_{n+1})}, \quad (1)$$

$$E_{nlk} = \frac{\hbar^2 \lambda_{nl}^2}{2ma^2} + E_k, \quad E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (2)$$

где  $l = 0, 1, 2, \dots; n = 1, 2, \dots$  - квантовые числа,  $k$  - волновой вектор НЗ вдоль оси  $z$ , совпадающей с осью проволоки,  $L_z$  - длина,  $a$  - радиус проволоки,  $J_l(x)$  - функция Бесселя первого рода  $l$ -го порядка,  $\lambda_{nl}$  -  $n$ -ый корень функции Бесселя. В (2) принято также равенство продольной и поперечной масс НЗ:  $m_z = m_{\perp} = m$ .

Предположим, что НЗ рассеиваются на неэкранированном кулоновском центре с зарядом  $e' = Ze$ , находящемся на расстоянии  $R$  от оси проволоки. Для расчета времени импульсной релаксации необходимо знание матричного элемента потенциала рассеяния, вычисленного с помощью волновых функций (1):

$$\langle k', n=1, l=0 | V | k, n=1, l=0 \rangle = \int \Psi_{k'10}^* V(\vec{R} - \vec{r}, z) \Psi_{k10} d\vec{r} dz, \quad (3)$$

где  $\vec{r}$  - 2D-радиус-вектор НЗ,  $z$  - расстояние между НЗ и рассеивающим центром вдоль оси  $z$ .

Из-за ограничения в поперечном направлении в низшем квантовом состоянии НЗ в основном движутся вдоль оси  $z$ , поэтому, следуя [3], будем аппроксимировать произведение волновых функций в (3) дельта - функцией от  $\vec{r}$ , т.е.

$$\Psi_{k'10}^* \Psi_{k10} \approx \frac{\exp[i(k-k')z]}{2\pi r L_z} \delta(r), \quad (4)$$

вследствие чего из (3) имеем:

$$\langle k', 1, 0 | V | k, 1, 0 \rangle = \frac{1}{L_z} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(k-k')z] V(R, z) dz. \quad (5)$$

Рассматриваемая система состоит из полупроводниковой проволоки с ДП  $\epsilon_1$ , помещенной в среду с ДП  $\epsilon_2$ . В такой неоднородной среде энергию взаимодействия заряда  $e$  с точечным зарядом  $e'$  можно представить в следующей форме [7]:  
при  $R \leq a$

$$V(R, z) = -\frac{2ee'}{\epsilon_1 \pi} \int_0^\infty \cos tz \left[ K_0(tR) + \frac{(\alpha - 1) K_0(ta) K_1(ta) I_0(tR)}{\alpha K_0(ta) I_1(ta) + I_0(ta) K_1(ta)} \right] dt, \quad (6)$$

при  $R > a$

$$V(R, z) = -\frac{2ee'}{\epsilon_2 \pi} \int_0^\infty \cos tz \frac{K_0(tR)}{ta[\alpha K_0(ta) I_1(ta) + I_0(ta) K_1(ta)]} dt, \quad (7)$$

где  $I_n(x), K_n(x)$  ( $n = 0, 1$ ) - модифицированные функции Бесселя, соответственно первого и второго рода,

$$\alpha = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (8)$$

Время импульсной релаксации дается формулой

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{h} \sum_k \int d^3R N_i(\vec{R}) | \langle k', 1, 0 | V | k, 1, 0 \rangle |^2 (1 - \cos \theta) \delta(E_k - E_{k'}), \quad (9)$$

где  $N_i(\vec{R})$  - концентрация примесных центров,  $\theta$  - угол рассеяния, который ввиду квазиодномерности газа НЗ может принимать только значения  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Поскольку рассеяние на угол  $\theta = 0^\circ$  не дает вклада в вероятность рассеяния, то следует  $1 - \cos \theta$  заменить на двойку. Заметим также, что (9) написано в предположении упругости рассеяния, что обычно имеет место при примесном рассеянии.

В дальнейшем предполагается, что концентрация примесных центров зависит только от расстояния  $R$  до оси проволоки.

Перейдем к расчету  $\tau^{-1}$  для различных случаев распределений примесей.

#### а) Фоновое рассеяние.

В рассматриваемом случае концентрация рассеивающих центров постоянна внутри проволоки и равна нулю в среде, т.е.

$$N_i(R) = \begin{cases} N_1, & R \leq a \\ 0, & R > a. \end{cases} \quad (10)$$

С помощью выражений (9), (5), (6) и (10), после несложных преобразований с использованием значений интегралов [8]

$$\int_0^x z K_0^2(z) dz = \frac{1}{2} \{ -x^2 [K_1^2(x) - K_0^2(x)] \}.$$

$$\int_0^x z I_v^2(z) dz = -\frac{x^2}{2} [I_v'(x)]^2 + \frac{1}{2} (x^2 + v^2) I_v^2(x),$$

$$\int_0^x z I_v(z) K_v(z) dz = \frac{x^2}{2} \left[ \left( 1 + \frac{v^2}{x^2} \right) I_v(x) K_v(x) - I_v'(x) K_v'(x) \right] - \frac{v}{2},$$
(11)

для темпа импульсной релаксации получим:

$$\tau_{b0}^{-1} = \tau_{b0}^{-1} \cdot \frac{1}{x^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 K_0^2(x) - K_1^2(x)}{[\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2} \right\},$$
(12)

где

$$\tau_{b0}^{-1} = \frac{16 \pi N_1 a^3 m (ee')^2}{\epsilon_1^2 \eta^3}, \quad x = 2 ka.$$
(13)

Для проволоки из *GaAs* ( $\epsilon_1 = 12.53$ ,  $m \approx 0.067 m_0$ )

$$\tau_{b0}^{-1} \approx 8.87 \cdot 10^{11} Z^2 \left[ \frac{N_1}{10^{15} \text{ cm}^3} \right] \cdot \left[ \frac{a}{10^{-6} \text{ cm}} \right]^3 \cdot c^{-1}.$$

**б) Рассеяние на удаленных примесях, распределенных равномерно.**

В рассматриваемом случае, представив концентрацию рассеивающих центров в виде

$$N_i(R) = \begin{cases} 0, & R \leq a \\ N_2, & R > a, \end{cases}$$
(14)

для темпа релаксации получим:

$$\tau_{r0}^{-1} = \tau_{r0}^{-1} \cdot \frac{\alpha^2 [K_1^2(x) - K_0^2(x)]}{x^3 [\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2},$$
(15)

где

$$\tau_{r0}^{-1} = \frac{16 \pi N_2 a^3 m (ee')^2}{\epsilon_1^2 \eta^3}$$
(16)

**в) Рассеяние на удаленных примесях, находящихся на данном расстоянии  $d > a$  от оси проволоки.**

В этом случае концентрация рассеивающих центров представляется в виде

$$N_i(R) = \frac{N_L}{2\pi d} \delta(R - d),$$
(17)

где  $N_L$  - линейная плотность примесей, а темп релаксации дается выражением

$$\tau_{r1}^{-1} = \tau_{r0}^{-1} \cdot \frac{\alpha^2 K_0^2(x)}{x^3 [\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2}.$$
(18)

где

$$\tau_{rfo}^{-1} = \frac{16 N_L am(ee')^2}{\varepsilon_1^2 \eta^3} \cdot \left[ \frac{a}{d} \right]^2. \quad (19)$$

г) Однородное распределение примеси.

В этом случае проволока и окружающая среда легированы однородно с различными значениями концентраций:

$$N_i(R) = \begin{cases} N_1, & R \leq a \\ N_2, & R > a. \end{cases} \quad (20)$$

Для темпа релаксации получаем:

$$\tau_{ii}^{-1} = \tau_{ho}^{-1} \cdot \frac{1}{x^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 K_0^2(x) - K_1^2(x)}{[\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2} + \right. \\ \left. + \beta \cdot \frac{\alpha^2 [K_1^2(x) - K_0^2(x)]}{[\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2} \right\}, \quad (21)$$

где

$$\beta = \frac{N_2}{N_1}. \quad (22)$$

Данное выражение является обобщением формул (12) и (15), получающихся соответственно при  $\beta = 0 (N_2 = 0)$  и при  $\beta = \infty (N_1 = 0)$ .

При одинаковом легировании проволоки и окружающей среды ( $\beta = 1$ ) из (21) имеем:

$$\tau_{iii}^{-1} = \tau_{ho}^{-1} \cdot \frac{1}{x^3} \left\{ 1 + \frac{(\alpha^2 - 1) K_1^2(x)}{[\alpha K_0(x) I_1(x) + I_0(x) K_1(x)]^2} \right\} \quad (23)$$

Нетрудно заметить, что  $\tau_{iii}^{-1}$  является суммой темпов релаксаций при рассеянии на фоновых и удаленных примесях.

При равенстве ДП проволоки и среды, т.е. при  $\alpha = 1$ , из выражений (12), (15), (18) и (23) следуют результаты работы [3].

Как показывает анализ выражений для  $\tau_i^{-1}$ , при  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$  темп рассеяния НЗ на примесных центрах возрастает, что связано с усилением взаимодействия НЗ с кулоновским центром под влиянием окружающей среды. Аналогичный эффект увеличения энергии связи примесного состояния имеет место в размерно-квантованной полупроводниковой пленке, находящейся в среде с меньшей, чем у пленки ДП [9,10].

Эффект различия ДП проволоки и окружающей среды особо ярко проявляется в квантовом пределе, когда длина волны де-Бройля НЗ значительно больше радиуса проволоки, т.е. при  $ka \ll 1$ .

С помощью асимптотических выражений при малых значениях аргумента модифицированных функций Бесселя ([11])

$$I_0(x) \approx 1 + \frac{x^2}{4}, \quad K_0(x) \approx -C - \ln \frac{x}{2} - \frac{x^2}{2} \ln \frac{x}{2}, \quad (24)$$

$$I_1(x) \cong \frac{x}{2} + \frac{x^3}{16}, \quad K_1(x) \cong \frac{1}{x} - \frac{x}{2} \ln \frac{x}{2},$$

где  $C = 0,5772...$  - постоянная Эйлера, для рассмотренных выше случаев распределений примесей получим:

$$a) \quad \tau_{bo}^{-1} \cong \tau_{bo}^{-1} \cdot \frac{\alpha^2}{x} \left[ \ln \frac{x}{2} \right]^2, \quad (25)$$

$$б) \quad \tau_{ro}^{-1} \cong \tau_{ro}^{-1} \cdot \frac{\alpha^2}{x^3}, \quad (26)$$

$$в) \quad \tau_{fo}^{-1} \cong \tau_{fo}^{-1} \cdot \frac{\alpha^2}{x} \left( \ln \frac{x}{2} \right)^2, \quad (27)$$

$$г) \quad \tau_{uo}^{-1} \cong \tau_{bo}^{-1} \cdot \frac{\alpha}{x^3}. \quad (28)$$

С помощью выражений (25) - (28) приходим к заключению, что соотношение

$$\frac{\tau_i^{-1}}{\tau_{LS}^{-1}} = \alpha^2 \quad (29)$$

имеет место для всех типов распределений примеси, индекс "LS" означает соответствующий результат работы [3].

Таким образом, в рассматриваемом пределе для проволоки из  $GaAs$  в матрице  $Ga_{1-x}Al_xAs$  при значении  $x \cong 0,5$ ,  $\alpha^2 \cong 1,2$ , что означает 20% -ное увеличение темпа рассеяния НЗ.

С увеличением волнового вектора  $k$  эффект различия ДП проволоки и окружающей среды ослабевает, что является следствием все большей локализации НЗ внутри проволоки.

## II. Подвижность.

Для расчета подвижности НЗ, движущихся вдоль оси проволоки, будем пользоваться формулой ([3])

$$\mu = \frac{eh^2}{m} \cdot \frac{\int k^2 \tau(E_k) (\partial f_0 / \partial E_k) dk}{\int f_0(E_k) dk}, \quad (30)$$

где  $f_0(E_k)$  - функция распределения НЗ, находящихся на нижнем уровне энергии размерного квантования,  $E_k$  - кинетическая энергия НЗ.

Верхний предел интегралов в (30) определяется из условия заполнения только нижнего уровня энергии размерного квантования:

$$k_{\max} = \sqrt{\frac{2m(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\hbar^2}} = \frac{1}{a} (\lambda_{01}^2 - \lambda_{01}^2)^{1/2} \cong \frac{2,98}{a}, \quad (31)$$

где  $\epsilon_1 = \frac{\hbar^2 \lambda_{01}^2}{2ma^2}$  и  $\epsilon_2 = \frac{\hbar^2 \lambda_{11}^2}{2ma^2}$  - энергия первого (нижнего) и второго уровней размерного квантования.

Если газ НЗ в проволоке вырожден, то из формулы (30) следует, что

$$\mu_i = \frac{e\tau_i(k_F)}{m}, \quad (32)$$

а фермиевское волновое число  $k_F$  связано с линейной концентрацией  $n_L$  НЗ соотношением

$$k_F = \frac{\pi}{2} n_L = \frac{\pi}{2} na^2, \quad (33)$$

где  $n$  - объемная концентрация НЗ в проволоке.

При характерных значениях  $n \cong 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $a \cong 10^{-6} \text{ см}$  параметр  $k_F a = 5 \cdot 10^{-3}$ , поэтому с помощью асимптотических выражений (25)-(28) для подвижности получим:

$$\mu_b = \frac{e\tau_b}{m} = \mu_{bo} \cdot \frac{2k_F a}{\alpha^2 (\ln k_F a)^2}, \quad (34)$$

$$\mu_{ru} = \frac{e\tau_{ru}}{m} = \mu_{ruo} \cdot \frac{(2k_F a)^3}{\alpha^2}, \quad (35)$$

$$\mu_{rf} = \frac{e\tau_{rf}}{m} = \mu_{rfo} \cdot \frac{2k_F a}{\alpha^2 (\ln k_F a)^2}, \quad (36)$$

$$\mu_{uu} = \frac{e\tau_{uu}}{m} = \mu_{uuo} \cdot \frac{(2k_F a)^3}{\alpha^2}, \quad (37)$$

где, например, согласно (13),

$$\mu_{bo} = \frac{e\tau_{bo}}{m} = \frac{\hbar^3 \epsilon_1^2}{16\pi N_1 a^3 m^2 e^3 Z^2}. \quad (38)$$

Оценка этой величины для проволоки из  $GaAs$  в матрице  $Ga_{1-x}Al_xAs$  при численных значениях параметров, приведенных выше, дает  $\mu_{bo} \cong 3 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Подвижность при рассеянии на фоновых примесях, согласно (34) и (38), равна

$$\mu_b = \frac{\pi \hbar^3 \epsilon_2^2}{16m^2 e^3 Z^2} \cdot \frac{n_L}{N_L \left( \ln \frac{\pi}{2} a n_L \right)^2}, \quad (39)$$

где  $N_L = N_1 \pi a^2$  - линейная концентрация рассеивающих центров. В случае рассеяния на удаленных примесях

$$\mu_{ru} = \frac{\pi^2 \hbar^3 \epsilon_2^2}{16m^2 e^3 Z^2} \cdot \frac{n_L^3}{N_2}. \quad (40)$$

Выражения (39) и (40) отличаются от полученных в [3] соответствующих формул заменой  $\epsilon_1$  на  $\epsilon_2$ .

Если газ НЗ в проволоке не вырожден, то выражение (30) для подвижности можно представить в виде

$$\mu_i = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e}{m\gamma^3} \int_0^{2ak_T} y^2 \tau_i(y) \exp\left[-\frac{y^2}{2\gamma^2}\right] dy, \quad (41)$$

где

$$\gamma = 2ak_T, \quad (42)$$

а

$$k_T = \frac{1}{h} \sqrt{mk_B T} \leq k_{\max} \quad (43)$$

- тепловой волновой вектор НЗ.

В квантовом пределе ( $\gamma = 2ak_T < 1$ ) основной вклад в интеграл дают малые значения  $y$ , поэтому, воспользовавшись асимптотикой  $\tau_i(y)$  при  $y \ll 1$  и одновременно заменив верхний предел интеграла бесконечностью, для подвижности получим:

$$\mu_h = \frac{h^2 \epsilon_2^2 (k_B T)^{1/2}}{2\sqrt{2\pi} N_i m^{3/2} e^3 Z^2 (\ln k_T a)^2}, \quad \mu_m = \mu_h (N_1 \rightarrow N_2), \quad (44)$$

$$\mu_{rf} = \mu_h \cdot \left[\frac{d}{a}\right]^2 \approx \left[\frac{d}{a \ln k_T a}\right]^2, \quad (45)$$

$$\mu_m = \frac{2^{5/2} \epsilon_2^2 (k_B T)^{3/2}}{\pi^{3/2} m^{1/2} N_i e^3 Z^2}. \quad (46)$$

Согласно (44), при рассеянии на фоновых примесях, при фиксированной линейной концентрации ( $N_i = \text{const}$ ) подвижность стремится к нулю при стремлении к нулю радиуса проволоки. Логарифмическая расходимость темпа рассеяния эффективно ограничивает подвижность в сверхтонких полупроводниковых проволоках, следовательно, нельзя пренебречь вкладом фоновых примесей в подвижность.

При рассеянии на однородно распределенных удаленных примесях темп рассеяния и подвижность не зависят от поперечного сечения проволоки.

В случае же рассеяния на фиксированных удаленных примесях, подвижность  $\mu_{rf}$  растет при уменьшении поперечного сечения проволоки. На практике такую структуру можно получить размещением спейсерного слоя между проволокой и цилиндрическим слоем примесей.

При рассеянии на акустических фононах в 1D-системе уменьшение поперечного сечения проволоки сопровождается уменьшением времени релаксации и подвижности, поэтому этот механизм может стать преобладающим при температурах, когда рассеянием на акустических фононах в 3D-системах можно пренебречь.

1. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М., Мир, 1985.
2. H.Sakaki. Japan. Journ. Appl. Phys., 19, L735 (1980).
3. J.Lee, H. Spektor. Journ. Appl. Phys., 54, 3921 (1983).
4. P.M. Petroff, A. C. Gossard, R. A. Logan, W. Wiegmann. Appl.Phys.Lett., 41, 635 (1982).
5. J.Cibert, P. M. Petroff, G. J. Dolan, S. J. Pearton, A. C. Gossard, J. H. English. Appl. Phys. Lett., 49, 1275 (1986).
6. Б.А. Тавгеп, М. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
7. Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов. Классическая теория поля. М.Л., Гос. зд.техничко-теорет.лит., 1951.
8. А.П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев. Интегралы и ряды. Специальные функции. М., Наука, 1983.
9. Л.В. Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
10. S.Fraizzoli, F. Bassani, R. Buczko. Phys. Rev., B, 41, 5096 (1990).
11. Справочник по специальным функциям, под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., Наука, 1979.

# MEDIA EFFECT ON CHARGE CARRIERS SCATTERING IN A THIN SEMICONDUCTING WIRE

A. A. KIRAKOSIAN, SH. G. GASPARIAN

The effect of difference of dielectric constans of a size-quantized wire and surrounding media on the momentum relaxation time and mobility of charge carriers is considered in their scattering on the nonscreened coulomb impurty centers. The analytic expressions for the momentum relaxation rate and mobility are obtained for various cases of space distribution of impurity centers (backgroud and remote impurities, uniform distribution of impurities), and also the temperature and concentration dependences of mobilities are found.

*ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉՍՅՈՒՆ ԼԱՐՈՒՄ  
ԼԻՑԶԱԿԻՐՆԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ՎՐԱ*

*Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Շ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ*

Դիտարկված է չափայնորեն քվանտացված լարի և շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկական հաստատունների տարբերության ազդեցությունը լիցքակիրների իմպուլսային ռելաքսացիայի ժամանակի և շարժունության վրա չէկրանավորված կուլոնյան խառնուրդների վրա ցրման դեպքում: Ստացված են վերլուծական արտահայտություններ իմպուլսային ռելաքսացիայի արագության և շարժունության համար ցրող խառնուրդային կենտրոնների տարածական տարբեր բաշխումների համար (ֆոնային և հեռավոր խառնուրդներ, խառնուրդի համասեռ բաշխում), ինչպես նաև գտնված են շարժունության ջերմաստիճանային և կոնցենտրացիոն կախումները: