

УДК 539.2

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ЛАНДАУЭРОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В СЛУЧАЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

Д.М. СЕДРАКЯН¹, Л.Р. СЕДРАКЯН²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 21 марта 2010 г.)

Приведено обобщение ландауэровского сопротивления ρ_N^L в случае многоканального рассеяния частицы на системе N случайных, не перекрывающихся потенциалов, зависящих от $x - x_i$ и y , которые локализованы возле точек x_i ($i = 1, 2, \dots, N$). Показано, что в этом случае появляется новое сопротивление ρ_N^S , которое является степенной функцией от N . Получено рекуррентное уравнение для определения ландауэровского сопротивления ρ_N^L .

1. Введение

Одним из основных следствий наличия беспорядка в системе является возникновение в ней макроскопически большого числа локализованных состояний. Учет всевозможных реализаций случайного поля приводит к тому, что ожидаемая доля нелокализованных состояний, в общем случае, ничтожно мала. В частности, наличие сколь-угодно слабого одномерного беспорядка приводит к тому, что вероятность реализации делокализованных состояний в системе равна нулю, то есть имеет место полная локализация всех состояний одночастичного спектра [1]. Это приводит к отсутствию электропроводимости у одномерной неупорядоченной системы при нулевой температуре. Беспорядок неизбежно ведет к тому, что сопротивление одномерного образца длины L при нулевой температуре в пределе $L \rightarrow \infty$ становится бесконечно большим. Поэтому при наличии в системе сколь-угодно слабого беспорядка проводник неизбежно превращается в диэлектрик [2,3].

Эффекты локализации крайне чувствительны к различным внешним условиям, которые могут, как ослабить, так и усилить локализацию состояний. Особый интерес представляет выяснение зависимости эффектов локализации от размеров системы, в частности, от наличия движения частицы по двум направлениям. В этом случае случайное поле зависит от двух переменных: $U(x, y)$, и если ограничить наше рассмотрение локализованным движением частицы по y и ее рассеянием на потенциале $U(x, y)$ в направлении x , то это рассеяние будет многоканальным. Такое рассеяние приводит к изменению локализации одночастичных состояний частицы. Для исследования этих

изменений необходимо сформулировать задачу определения характера одночастичных состояний и, соответственно, вычисления радиуса локализации, что сводится к нахождению среднего сопротивления системы. Необходимо доказать, что, как и в случае одномерной задачи, асимптотическая зависимость среднего сопротивления системы от ее длины L при нулевой температуре имеет вид

$$\langle \rho \rangle = (1/2) \exp\{L/\xi\},$$

где угловые скобки означают усреднение по всевозможным реализациям случайного поля. Здесь ξ – радиус локализации одночастичных состояний, который зависит от энергии частицы и вида случайного поля.

Как увидим ниже, среднее сопротивление для системы N случайных потенциалов, введенное Ландауэром для одномерного движения [4], обобщается и состоит из суммы двух сопротивлений: ландауэровского ρ_N^L и введенного нами ρ_N^S . Последнее слагаемое в этой сумме появляется из-за учета многоканальности рассеяния при квазиодномерном движении частицы.

В работах [5] показано, что при многоканальном рассеянии на цепочке потенциалов

$$U(x, y) = \sum_{i=1}^N U_i(x - x_i, y), \quad (1)$$

где N – число рассеивателей цепочки, $U_i(x - x_i, y)$ – локализованные возле точек x_i ($i=1, 2, \dots, N$), не перекрывающиеся функции, матрица переноса имеет вид

$$\begin{pmatrix} T_{1N} \\ 0 \\ \vdots \\ T_{nN} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_1^*(N), & -\tilde{D}_1^*(N), & \dots & 0, & -M_{1n}^*(N) \\ -\tilde{D}_1(N), & D_1(N), & \dots & -M_{1n}(N), & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ D_n^*(N), & -\tilde{D}_n^*(N), & \dots & 0, & -M_{nn}^*(N) \\ -\tilde{D}_n(N), & D_n(N), & \dots & -M_{nn}(N), & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ R_{1N} \\ \vdots \\ 0 \\ R_{nN} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь T_{mN} и R_{mN} – амплитуды рассеяния цепочки из N потенциалов по каналу m , который характеризуется импульсом рассеяния k_m ($m=1, 2, \dots, n$), а $D_m(N)$, $\tilde{D}_m(N)$ и $M_{im}(N)$ являются элементами этой матрицы переноса. Они связаны с амплитудами рассеяния формулами

$$D_m(N) = \frac{1}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mn}}{T} \right|^2, \quad \tilde{D}_m(N) = \frac{R_{1N}}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mn}}{T} \right|^2, \quad M_{im}(N) = \frac{R_{mn}}{T_{mn}} \left| \frac{T_{mn}}{T} \right|^2, \quad (3)$$

где

$$|T_N|^2 = \sum_{m=1}^n |T_{mn}|^2.$$

Закон сохранения плотности потока вероятности записывается в следующей форме:

$$\sum_{m=1}^n \left(|D_m(N)|^2 - |\tilde{D}_m(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{mi}(N)|^2 \right) = 1. \quad (4)$$

Искомые функции $D_m(N)$, $\tilde{D}_m(N)$, $M_{mi}(N)$ определяются из полученной в [5] важной формулы:

$$\frac{D_m(N)}{D_1(N)} = \frac{\tilde{D}_m(N)}{\tilde{D}_1(N)} = \frac{M_{mi}(N)}{M_{1i}(N)} = \frac{\alpha_m(N)}{\alpha_1(N)}, \quad (5)$$

где

$$\frac{\alpha_m(N)}{\alpha_1(N)} = \frac{T_{1N}}{T_{mN}} \left| \frac{T_{mN}}{T_{1N}} \right|^2, \quad \alpha_1 = \frac{1}{T_{1N}} \left| \frac{T_{1N}}{T_N} \right|^2. \quad (6)$$

Функции $D_1(N)$, $\tilde{D}_1(N)$, $M_{1i}(N)$ определяются из следующих рекуррентных уравнений [5]:

$$\begin{aligned} D_1(N) &= \alpha_1(N) D_1(N-1) + \alpha_1(N) r_1(N) \tilde{D}_1(N-1), \\ \tilde{D}_1(N) &= \alpha_1^*(N) \tilde{D}_1(N-1) + \alpha_1^*(N) r_1^*(N) D_1(N-1), \\ M_{1i}(N) &= \alpha_1(N) M_{1i}(N-1), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$r_1(N) = R_1(N) \pi = R_1(N) \left[1 + \sum_{m=2}^N \frac{R_{mN} T_{m, N-1}}{R_{1N} T_{1, N-1}} \right], \quad N \geq 1. \quad (8)$$

Начальные условия системы уравнений (7) задаются в виде

$$\begin{aligned} D_1(0) &= 1, \quad \tilde{D}_1(0) = D_m(0) = \tilde{D}_m(0) = 0, \quad m \geq 1, \\ M_{1i}(0) &= R_i, \quad i \geq 1. \end{aligned}$$

Целью настоящей работы было, используя полученные в [5] разностные уравнения для элементов матрицы переноса для цепочки потенциалов, состоящих из конечного числа рассеивающих центров, получить уравнение, определяющее ландауэровское сопротивление, а также связи между функциями D_m , $\tilde{D}_m$ и T_m , R_m , найденные в работе [6] в случае многоканального рассеяния. В разделе 2 обобщено понятие ландауэровского сопротивления с введением нового сопротивления ρ_N^S , которое появляется из-за многоканальности рассеяния. В разделе 3 получено уравнение для определения ландауэровского сопротивления ρ_N^L . В заключении (раздел 4) перечислены полученные результаты и показано, что уравнение для ρ_N^L в случае одномерного движения или одноканального рассеяния переходит в уравнение, полученное в работах [2].

2. Ландауэровское сопротивление для многоканального рассеяния

Чтобы определить ландауэровское сопротивление для рассмотренной нами задачи, запишем уравнение (4) в виде

$$|D_1(N)|^2 - |\tilde{D}_1(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + \sum_{m=2}^n \frac{|\alpha_m|^2}{|\alpha_1|^2} \left(|D_1(N)|^2 - |\tilde{D}_1(N)|^2 - \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 \right) = 1,$$

откуда, используя формулы (5), имеем:

$$|D_1(N)|^2 = |\tilde{D}_1(N)|^2 + \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + |\alpha_1|^2 / \sum_{m=1}^n |\alpha_m|^2. \quad (9)$$

Учитывая формулы (6), определяющие α_m , вместо (9) окончательно получим

$$|D_1(N)|^2 = |\tilde{D}_1(N)|^2 + \sum_{i=2}^n |M_{1i}(N)|^2 + |T_1/T|^2. \quad (10)$$

Введем обозначения

$$|T/T_1| D_1(N) = D_N, \quad |T/T_1| \tilde{D}_1(N) = \tilde{D}_N, \quad |M_{1i}(N)| |T/T_1| = M_{iN}. \quad (11)$$

Тогда, вместо системы уравнений (7), можно написать следующие уравнения:

$$\begin{aligned} D_N &= \bar{\alpha}_N r_N \tilde{D}_{N-1} + \bar{\alpha}_N D_{N-1}, \\ \tilde{D}_N &= \bar{\alpha}_N^* r_N^* D_{N-1} + \bar{\alpha}_N^* \tilde{D}_{N-1}, \\ M_{i,N} &= \bar{\alpha}_N M_{i,N-1}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$r_N = R_1(N) \pi, \quad \bar{\alpha}_N = \alpha_1(N) = (1/T_{1N}) |T_{1N}/T_N|^2. \quad (13)$$

В задачах одномерного рассеяния при исследовании локализации частицы вводится ландауэровское сопротивление, которое равняется $|\tilde{D}_1|^2$. В случае многоканального рассеяния нам необходимо определить два сопротивления. Одно из них мы назовем ландауэровским сопротивлением и обозначим

$$\rho_N^L = \sum_{m=1}^n |\tilde{D}_m(N)|^2 = |\tilde{D}_N|^2. \quad (14)$$

Введем новое сопротивление ρ_N^S и определим его как

$$\rho_N^S = \sum_{m=1}^n \sum_{i=2}^n |M_{mi}|^2 = |T/T_1|^2 \sum_{i=2}^n |M_{1i}|^2 = \sum_{i=2}^n |M_{iN}|^2. \quad (15)$$

Учитывая (11), (14) и (15), уравнение (10) можно записать в следующем виде:

$$|D_N|^2 = \rho_N^L + \rho_N^S + 1. \quad (16)$$

Для нахождения ρ_N^L и ρ_N^S мы используем систему уравнений (12).

Прежде чем перейти к получению уравнений, определяющих ρ_N^L , отметим очень важное свойство функции π , входящей в (8). Предположим, что потенциалы, заданные формулой (1), идентичны, имеют толщину d и находятся друг от друга на расстоянии h . Тогда, если начало координат по x находится в середине нулевого потенциала, то центр N -ого потенциала будет на расстоянии $x_N = pN$, где $p = d + h$. Амплитуды отражения и прохождения для m -ого канала зависят от x_N следующим образом [7]:

$$R_m(N) = r_m e^{-i(k_1 + k_m)x_N}, \quad T_m(N) = t_m e^{-i(k_1 - k_m)x_N},$$

следовательно,

$$\pi = 1 + \sum_{m=2}^n \frac{R_m(N) T_m(N-1)}{R_1(N) T_1(N-1)} = 1 + \sum_{m=2}^n \frac{t_m r_m e^{-ik_m p}}{t_1 r_1 e^{-ik_1 p}}, \quad (17)$$

где r_m и t_m – части амплитуд рассеяния, которые не зависят от N . Согласно формуле (17), коэффициент π , входящий в систему уравнений (12), не зависит от значения N .

3. Уравнения для определения сопротивления ρ_N^L

Чтобы найти уравнение, определяющее ландауэровское сопротивление ρ_N^L , мы используем первые два уравнения системы уравнений (12). Последнее уравнение этой системы дает возможность определить M_{iN} , а, следовательно, и ρ_N^S , как заданные функции от N .

Если ввести обозначение

$$P_N = D_N \tilde{D}_N^*, \quad (18)$$

то из второго уравнения системы (12), получим

$$\rho_N^L = |\bar{\alpha}_N|^2 (1 + |r_N|^2) \rho_{N-1}^L + |\bar{\alpha}_N|^2 r_N^* P_{N-1} + |\bar{\alpha}_N|^2 r_N P_{N-1}^* + |\bar{\alpha}_N|^2 |r_N|^2 (1 + \rho_{N-1}^S). \quad (19)$$

При получении уравнений (19) мы использовали уравнение (16). Далее, из первых двух уравнений системы (12) можно получить уравнение, определяющее функцию P_N :

$$P_N = \bar{\alpha}_N^2 P_{N-1} + \bar{\alpha}_N^2 r_N^2 P_{N-1}^* + 2\bar{\alpha}_N^2 r_N \rho_{N-1}^L + \bar{\alpha}_N^2 r_N (\rho_{N-1}^S + 1). \quad (20)$$

Система уравнений (19) и (20) определяет неизвестные сопротивления ρ_N^L и искомую функцию P_N .

Прежде чем перейти к исследованию возможных решений системы уравнений (19) и (20), преобразуем их в удобную для решения форму. Для этого обозначим

$$\begin{aligned} \alpha_N &= |\bar{\alpha}_N|^2, & \beta_N' &= |\bar{\alpha}_N|^2 r_N, \\ \gamma_N' &= \bar{\alpha}_N^2 r_N, & \delta_N' &= \bar{\alpha}_N^2 r_N^2, & \kappa_N' &= \alpha_N^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Тогда, вместо (19) и (20), имеем

$$\begin{aligned}\rho_N^L &= \alpha_N (1 + |r_N|^2) \rho_{N-1}^L + \beta_N^* P_{N-1} + \beta_N^* P_{N-1}^* + \alpha_N (\rho_{N-1}^S + 1), \\ P_N &= \kappa_N^* P_{N-1} + \delta_N^* P_{N-1}^* + \gamma_N (2\rho_{N-1}^L + 1) + \gamma_N^* \rho_{N-1}^S.\end{aligned}\quad (22)$$

Теперь снова обозначим

$$\beta_N' = e^{2ik_1 x_N} \beta_N, \quad \gamma_N' = e^{2ik_1 x_N} \gamma_N, \quad \delta_N' = e^{4ik_1 x_N} \delta_N, \quad \kappa_N' = \kappa_N, \quad (23)$$

где

$$\beta_N = |\bar{\alpha}|^2 r_N, \quad \gamma_N = \bar{\alpha}_N^2, \quad \delta_N = \bar{\alpha}_N^2 r_N^2, \quad \kappa_N = \bar{\alpha}_N^2, \quad |r_{1N}|^2 = |r_N|^2, \quad (24)$$

и эти величины не зависят от x_N . Введем обозначения

$$P_N = e^{2ik_1 x_N} S_N, \quad \eta_{N-1} = e^{2ik_1 \Delta x_{N-1}}, \quad (25)$$

где $\Delta x_N = x_N - x_{N-1}$. Тогда систему уравнений (22) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}\rho_N^L &= \alpha_N (1 + |r_N|^2) \rho_{N-1}^L + \beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \beta_N^* \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \alpha_N |r_N|^2 (\rho_{N-1}^S + 1), \\ S_N &= \kappa_N \eta_{N-1}^* S_{N-1} + \delta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* + \gamma_N (2\rho_{N-1}^L + 1) + \gamma_N^* \rho_{N-1}^S,\end{aligned}\quad (26)$$

где S_N зависит от $\Delta x_{N-1}, \Delta x_{N-2}, \dots, \Delta x_0$.

В общем случае решение системы уравнений (26) сопряжено с определенными математическими трудностями. Однако, если потенциалы цепочки (1) почти идентичны, то есть их параметры имеют малый разброс около их средних значений, то тогда в этих уравнениях можно провести усреднение. Оно производится по заданному распределению этих отклонений от их средних значений. Действительно, например, среднее для функции η_{N-1} , равное η , будет зависеть от среднего расстояния между потенциалами, так как оно зависит от расстояния между потенциалами N и $N-1$. Слагаемые, входящие в систему уравнений (26), имеют такой вид, что позволяют факторизацию, то есть, например, при усреднении слагаемого $\beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^*$ можно записать

$$\langle \beta_N \eta_{N-1} S_{N-1}^* \rangle = \langle \beta_N \rangle \langle \eta_{N-1} \rangle \langle S_{N-1}^* \rangle.$$

Если средние значения, входящие в усредненные уравнения (26), обозначить теми же буквами, то вместо уравнений (26) получим:

$$\begin{aligned}\langle \rho_N^L \rangle &= \alpha (1 + |r|^2) \langle \rho_{N-1}^L \rangle + \beta \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \alpha |r|^2 (\langle \rho_{N-1}^S \rangle + 1), \\ \langle S_N \rangle &= \kappa \eta \langle S_{N-1}^* \rangle + \delta \eta^* \langle S_{N-1} \rangle + \gamma (2 \langle \rho_{N-1}^L \rangle + 1) + \gamma^* \langle \rho_{N-1}^S \rangle,\end{aligned}\quad (27)$$

где $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ и η не зависят от N . Мы также учли, что $|r_N|^2 = |r|^2$ не зависит от индекса N . Первое из уравнений (27) есть рекуррентное уравнение для

определения ландауэровского сопротивления $\langle \rho_N^L \rangle$. Однако в него входят неизвестные функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$. Их необходимо выразить через функции $\langle \rho_N^L \rangle$ и $\langle \rho_N^S \rangle$, чтобы получить уравнение для определения $\langle \rho_N^L \rangle$. Для этого запишем первое из уравнений (27) для функций $\langle \rho_{N-1}^L \rangle$ и $\langle \rho_{N-2}^L \rangle$, а второе из этих уравнений – для функций $\langle S_{N-1} \rangle$, $\langle S_{N-1}^* \rangle$, $\langle S_{N-2} \rangle$, $\langle S_{N-2}^* \rangle$. Тогда получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \langle \rho_{N-1}^L \rangle &= \alpha(1+|r|^2) \langle \rho_{N-2}^L \rangle + \eta\beta \langle S_{N-2}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \alpha|r|^2 (\langle \rho_{N-2}^S \rangle + 1), \\ \langle \rho_{N-2}^L \rangle &= \alpha(1+|r|^2) \langle \rho_{N-3}^L \rangle + \eta\beta \langle S_{N-3}^* \rangle + \beta^* \eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \alpha|r|^2 (\langle \rho_{N-3}^S \rangle + 1), \\ \langle S_{N-1} \rangle &= \kappa\eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \delta\eta \langle S_{N-2}^* \rangle + \gamma(2 \langle \rho_{N-2}^L \rangle + 1) + \gamma \langle \rho_{N-2}^S \rangle, \\ \langle S_{N-1}^* \rangle &= \kappa^* \eta \langle S_{N-2}^* \rangle + \delta^* \eta^* \langle S_{N-2} \rangle + \gamma^*(2 \langle \rho_{N-2}^L \rangle + 1) + \gamma^* \langle \rho_{N-2}^S \rangle, \\ \langle S_{N-2} \rangle &= \kappa\eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \delta\eta \langle S_{N-3}^* \rangle + \gamma(2 \langle \rho_{N-3}^L \rangle + 1) + \gamma \langle \rho_{N-3}^S \rangle, \\ \langle S_{N-2}^* \rangle &= \kappa^* \eta \langle S_{N-3}^* \rangle + \delta^* \eta^* \langle S_{N-3} \rangle + \gamma^*(2 \langle \rho_{N-3}^L \rangle + 1) + \gamma^* \langle \rho_{N-3}^S \rangle. \end{aligned} \quad (28)$$

В результате имеем шесть уравнений для шести неизвестных функций: $\langle S_{N-1} \rangle$, $\langle S_{N-1}^* \rangle$, $\langle S_{N-2} \rangle$, $\langle S_{N-2}^* \rangle$, $\langle S_{N-3} \rangle$ и $\langle S_{N-3}^* \rangle$. После решения этой системы линейных алгебраических уравнений искомые функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$, входящие в первое уравнение системы (27), выразятся через функции $\langle \rho_{N-1}^L \rangle$, $\langle \rho_{N-2}^L \rangle$ и $\langle \rho_{N-3}^L \rangle$. В эти решения войдут также функции $\langle \rho_{N-1}^S \rangle$, $\langle \rho_{N-2}^S \rangle$ и $\langle \rho_{N-3}^S \rangle$, которые являются известными функциями от N .

Подставляя найденные из решения системы уравнений (28) функции $\langle S_{N-1} \rangle$ и $\langle S_{N-1}^* \rangle$ в первое уравнение системы (27), для определения ландауэровского сопротивления $\langle \rho_N^L \rangle$ можно получить следующее рекуррентное уравнение:

$$\langle \rho_N^L \rangle - A \langle \rho_{N-1}^L \rangle - B \langle \rho_{N-2}^L \rangle - C \langle \rho_{N-3}^L \rangle - D_N = 0, \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \alpha(1+|r|^2) + 2\theta, \quad B = 2\phi - \nu - \alpha(1+|r|^2)2\theta, \\ C &= \alpha(1+|r|^2)\nu - 2u, \\ D_N &= \alpha|r|^2(1-2\theta+\nu) + \phi - u + \alpha|r|^2 \langle \rho_{N-1}^S \rangle + \\ &+ (\phi - 2\theta\alpha|r|^2) \langle \rho_{N-2}^S \rangle + (\alpha|r|^2\nu - u) \langle \rho_{N-3}^S \rangle, \end{aligned} \quad (30)$$

с обозначениями

$$\begin{aligned} \phi &= \beta^* \eta^* \gamma + \beta \eta \gamma^*, \quad u = \eta^* \Gamma^* \gamma + \eta \Gamma \gamma^*, \quad \nu = |\eta|^2 (|\kappa|^2 - |\delta|^2), \\ \theta &= \text{Re} \left[\eta^* (\kappa - \delta \Gamma^* / \Gamma) / (1 - \beta \Gamma^* / \beta^* \Gamma) \right], \quad \Gamma = \eta^* (\kappa \beta - \delta \beta^*). \end{aligned} \quad (31)$$

Уравнение (29) определяет ландауэровское сопротивление для системы N случайных двумерных потенциалов типа (1).

4. Заключение

Важным результатом данной статьи является получение рекуррентного уравнения для нахождения ландауэровского сопротивления ρ_N^L в случае рассеяния частицы на системе N случайных потенциалов вида (1). Параметры, описывающие эти потенциалы в среднем, идентичны, однако они обладают композиционным и структурным беспорядком. Последнее приводит к локализации движения частицы по x , и радиус локализации можно определить из решения уравнения (29).

Полученное уравнение (29) в случае одномерного движения или при одноканальном рассеянии сохраняет свой вид. Меняются только входящие в него постоянные [2]:

$$\begin{aligned} A &= 2\alpha - 1 + 2\theta, & B &= 2\phi - \nu - (2\alpha - 1)2\theta, \\ C &= (2\alpha - 1)\nu - 2u, & D &= (\alpha - 1)(1 - 2\theta + \nu) + \phi - u, & \alpha &= \frac{1}{|t|^2}. \end{aligned} \quad (32)$$

Метод решения этого уравнения (29), когда свободный член (D_N) не зависит от N , приведен в работах [2]. Обобщая этот метод, можно найти решения уравнения (29), когда свободный член D_N зависит от N . Этому будет посвящена следующая наша работа.

ЛИТЕРАТУРА

1. **О.Маделунг.** Локализованные состояния. М., 1985.
2. **Д.М.Седракян, Д.А.Бадалян, А.Ж.Хачатрян.** ФТТ, **41**, 1687 (1999), ФТТ, **41**, 1851 (1999), ФТТ, **42**, 747 (2000).
3. **A.Zh.Khachatrian, G.Robke, D.H.Badalian, D.M.Sedrakian.** Phys. Rev. B, **62**, 13501 (2000).
4. **R.Landauer.** Phil. Mag., **21**, 863 (1970).
5. **Д.М.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **45**, 39 (2010); **45**, 183 (2010).
6. **Л.Р.Седракян.** Доклады НАН Армении, **109**, 214 (2009).
7. **Д.М.Седракян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).

EQUATION FOR THE LANDAUER RESISTIVITY IN THE CASE OF MULTICHANNEL SCATTERING

D.M. SEDRAKIAN, L.R. SEDRAKIAN

Generalization of the Landauer resistivity ρ_N^L is given for the case of multichannel scattering of a particle by the system of nonoverlapped N random potentials, depending on $x - x_i$ and y , which are localized near points x_i ($i = 1, 2, \dots, N$). It is shown that in this case a new resistivity ρ_N^S appears, which is a power function of N . A recurrent equation is obtained for definition of the Landauer resistivity ρ_N^L .