Известия НАН Армении, Физика, т.44, №6, с.395-404 (2009)

УДК 539.2

МЕТОД ПОГРУЖЕНИЯ ДЛЯ ЗАДАЧИ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ

Д.М. СЕДРАКЯН[1], Э.М. КАЗАРЯН[2], Л.Р. СЕДРАКЯН[3]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Российско-Армянский (Славянский) государственный университет, Ереван

(Поступила в редакцию 27 марта 2009 г.)

Предложен и применен метод погружения для решения задачи многоканального рассеяния. В частности, рассмотрено рассеяние частицы на заданном потенциале, когда в поперечном направлении рассеивающаяся частица совершает финитное движение. При такой постановке задачи рассеяние становится многоканальным, что связано с наличием дискретных состояний поперечного движения частицы. Для случия двухканального рассеяния, постановка задачи доведена до конца. Предложен метод определения амплитуд рассеяния при заданном виде потенциала рассеяния $V = V(x, y)$.

1. Введение

В работах [1–4] был предложен и разработан метод погружения для решения одномерных задач рассеяния частиц на заданной системе потенциалов $V(x) = \sum_n V_n(x)$. Этот метод также был обобщен для задач рассеяния электромагнитных волн в одномерных средах с заданным коэффициентом преломления [5]. В работе [6] мы показали эффективность метода погружения для решения одномерных задач рассеяния и обещали обобщить и применить его для двумерных задач рассеяния. Исследование двумерных задач удобно начать с квазиодномерных задач, когда движение по одному направлению ограничено заданием непрозрачных барьеров. В таком случае движение частицы по этому направлению квантовано, тогда как в перпендикулярном направлении частица совершает свободное движение. При наличии потенциалов рассеивающаяся частица, кроме рассеяния по заданному волновому вектору $\mathbf{k_1}$ в направлении свободного движения, может также переходить на другие квантовые состояния в поперечном движении и, следовательно, менять волновой вектор продольного рассеяния на $\mathbf{k_i}$. В результате рассеяние становится многоканальным. Число искомых величин в задаче рассеяния увеличивается, и, следовательно, необходимо определить амплитуды прохождения T_m и отражения R_m ($m = 1, 2, \ldots n$), где n – число каналов рассеяния. Задача рассеяния сводится к определению этих амплитуд при заданной системе потенциалов.

В разделе 2 изложен метод погружения для многоканальной задачи. Уравнение Шредингера дано для случая произвольного потенциала вида

$V = V(x, y)$ и произведено разделение переменных. В результате получены одномерные уравнения для определения неизвестных функций $\Psi_n(x)$ и определены потенциалы $V_{mn}(x)$, входящие в систему этих уравнений. В конце раздела сформулирована задача двухканального рассеяния для произвольного потенциала $V(x, y)$. В разделе 3, используя метод погружения, задача рассеяния сведена к задаче Коши для дифференциальных уравнений, написанных для функций $L_m(z)$, где z – толщина потенциального слоя в направлении *x*. Определены начальные условия задачи: L_m и dL_m/dz в точке $z = 0$. В последнем разделе найдены связи между физическими величинами, т.е. амплитудами рассеяния T_m и R_m с искомыми функциями L_m и Q_m или D_m и $\tilde{D}_m$ ($m = 1, 2$).

2. Уравнение Шредингера для задачи многоканального рассеяния

Рассмотрим движение частицы в двумерном пространстве (см. рис.1). Предположим, что ее движение в направлении y ограничено бесконечными потенциалами, занимающими поверхности $y = 0$ и $y = a$. Движение в направлении x неограничено. Частица рассеивается в поле потенциала $U = U(x, y)$, который в направлении x занимает ограниченный слой толщиной *z*. Зависимость функции $U(x, y)$ от x и y произвольна. Уравнение Шредингера для такого движения имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2M}\left(\frac{\partial^2\Psi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi(x, y)}{\partial y^2}\right) + \left(E - U(x, y)\right)\Psi(x, y) = 0 . \qquad (1)$$

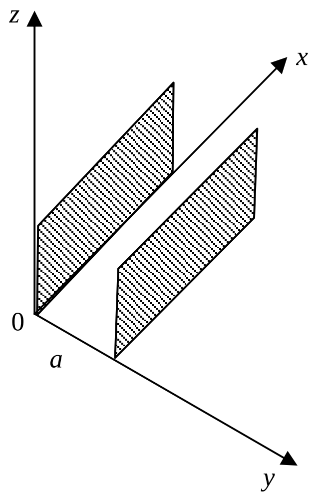

Рис.1

Введем обозначения

$$\frac{2M}{\hbar^2}E = \chi^2, \quad \frac{2M}{\hbar^2}U(x, y) = V(x, y) . \qquad (2)$$

Тогда уравнение (1) запишется в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi(x,y)+\left(\chi^2-V(x,y)\right)\Psi(x,y)=0\,. \tag{3}$$

Решение уравнения (3) с граничными условиями

$$V(x,0)=V(x,a)=\infty \tag{4}$$

можно искать в виде [7]

$$\Psi(x,y)=\sum_n \Psi_n(x)\Phi_n(y)\,, \tag{5}$$

где $\Phi_n(y)$ есть решение уравнения

$$\frac{d^2\Phi_n(y)}{dy^2}=-\chi_n^2\Phi_n(y) \tag{6}$$

с граничными условиями $\Phi_n(0)=\Phi_n(a)=0$. Решения уравнения (6) имеют вид

$$\Phi_n(y)=\sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{\pi n}{a}y,\qquad n=1,2\ldots\,, \tag{7}$$

и в таком виде они ортонормированы: $\int_0^a \Phi_m^*(y)\Phi_n(y)dy=\delta_{mn}$. Подставляя решение (5) в уравнение (3), получим систему уравнений для определения функций $\Psi_m(x)$:

$$\frac{d^2\Psi_m(x)}{dx^2}+\kappa_m^2\Psi_m(x)-\sum_n V_{m,n}\Psi_n(x)=0,\qquad m=1,2\ldots\,, \tag{8}$$

где

$$\kappa_m^2=\chi^2-\chi_m^2,\qquad \chi_m=\frac{\pi}{a}m,\qquad m=1,2\ldots\,, \tag{9}$$

и

$$V_{m,n}(x)=\int_0^a \Phi_m^*(y)V(x,y)\Phi_n(y)dy\,. \tag{10}$$

Фактически задача рассеяния частицы в направлении x сводится к решению одномерной бесконечной системы уравнений (8) с заданной потенциальной матрицей $V_{m,n}(x)$, члены которой определяются формулой (10).

Как видно из решений (5), (7) и вида системы уравнений (8), частица в направлении y совершает колебательное движение с дискретной энергией, равной $E_m=\hbar^2\chi_m^2/2M$, а в направлении x она рассеивается на заданных потенциалах $V_{m,n}(x)$.

Квантовый характер движения частицы по направлению y может привести к возбуждению ее поперечного движения на уровень $m>1$, если энергия возбуждения больше $\Delta E_m = \pi^2\hbar^2\left(m^2-1\right)/2Ma^2$. Так как рассеяние частицы упругое, то она приобретает эту энергию возбуждения из энергии своего про-дольного движения. Если начальная продольная энергия частицы, равная $E_1 = \hbar^2 k_1^2/2M$, достаточно велика, чтобы обеспечить реализацию возбуждения поперечного движения, то рассеяние можно рассматривать как многоканальное. Волновой вектор продольного движения в каждом канале определяется формулой (9). Из этой формулы вытекает, что рассеяние по каналу n реализуется только при условии $k_1^2 > \pi^2\left(m^2-1\right)/a^2$, где $\mathbf{k_1}$ начальный волновой вектор частицы. В задаче многоканального рассеяния потенциалы $V_{mn}(x)$ описывают прохождение и отражение частицы по направлению x в канале m, а $V_{mn}(x)$ при $m \neq n$ обеспечивают переход частицы из канала n в канал m. В рассмотрение вводятся амплитуды прохождения и отражения T_m и R_m, которые зависят от индекса m, определяющего номер канала.

Рассмотрим рассеяние частицы на потенциале $V(x,y)$, предполагая, что начальная энергия продольного движения достаточна, чтобы возбудить квантовое состояние с $m=2$, но недостаточна для возбуждения состояния с $m=3$. Тогда рассеяние будет двухканальным.

Будем также предполагать, что движение частицы по направлению y до встречи с потенциалом описывается волновой функцией $\Phi_1(y)$, а продольное движение – волновым вектором $\mathbf{k_1}$. Согласно (5), (8) и (10), отличными от нуля будут только функции $\Psi_1(x)$ и $\Psi_2(x)$, которые удовлетворяют уравнениям

$$\begin{gathered}
\frac{d^2\Psi_1}{dx^2} + k_1^2\Psi_1 - V_{11}(x)\Psi_1 - V_{12}(x)\Psi_2 = 0, \\
\frac{d^2\Psi_2}{dx^2} + k_2^2\Psi_2 - V_{22}(x)\Psi_2 - V_{21}(x)\Psi_1 = 0,
\end{gathered} \tag{11}$$

где

$$\begin{gathered}
V_{11}(x) = 2\int_0^1 V(x,at)\sin^2\pi t dt, \quad V_{22}(x) = 2\int_0^1 V(x,at)\sin^2 2\pi t dt, \\
V_{21}(x) = V_{12}(x) = 2\int_0^1 V(x,at)\sin\pi t \sin 2\pi t dt.
\end{gathered} \tag{12}$$

Для нахождения решения системы уравнений (11) применим метод погружения [1,2]. Ищем их решения в виде

$$\begin{gathered}
\Psi_1(x) = a_1(x)e^{ik_1x} - b_1(x)e^{-ik_1x}, \\
\Psi_2(x) = a_2(x)e^{ik_2x} - b_2(x)e^{-ik_2x}.
\end{gathered} \tag{13}$$

Выберем $a_m(x)$ и $b_m(x)$ так, чтобы

$$\frac{da_m}{dx} = \frac{db_m}{dx}e^{-2ik_mx}, \quad m = 1,2\,. \tag{14}$$

Тогда производная функции $\Psi_m(x)$ задается в виде

$$\frac{d\Psi_m}{dx} = ik_m \left[a_m e^{ik_m x} + b_m e^{-ik_m x} \right], \quad m = 1, 2. \tag{15}$$

Такой выбор функции $a_m(x)$ и $b_m(x)$ означает, что независимо от вида потенциалов V_{mn} функции $\Psi_m(x)$ и $d\Psi_m/dx$ будут непрерывными функциями от *x*, если потребовать непрерывность функций $\Psi_m(x)$ на заданных границах потенциалов V_{mn}. Таким образом, найденные из этого требования функции $a_m(x)$ и $b_m(x)$ обеспечивают не только непрерывность волновой функции, но и ее производной по направлению *x* на границах заданного потенциала.

Кроме уравнений (14), необходима еще пара уравнений для определения неизвестных функций $a_m(x)$ и $b_m(x)$. Эти уравнения получаются из уравнения Шредингера подстановкой в него (13) и (15):

$$\frac{da_m}{dx} e^{ik_m x} + \frac{db_m}{dx} e^{-ik_m x} = \sum_n \frac{V_{mn}}{ik_m} \left(a_n e^{ik_n x} - b_n e^{-ik_n x} \right), \qquad m = 1, 2\,. \tag{16}$$

Как видно из системы уравнений (14) и (16), функции $a_1(x)$, $a_2(x)$, $b_1(x)$ и $b_2(x)$ становятся постоянными в областях, где потенциалы $V_{mn}(x) = 0$. Согласно решениям (5) и (13), в этих областях функции $\Psi_m(x)$ имеют вид свободных волн, распространяющихся в направлении $\pm x$. Соответствующие постоянные a_1, b_1, a_2, b_2, естественно, должны быть связаны с амплитудами пропускания и отражения по этим каналам рассеяния.

3. Задача Коши для двухканального рассеяния

Введем функции

$$\tilde{D}_m(z) = a_m(z) \quad \text{и} \quad D_m(z) = b_m(z), \quad m = 1, 2, \tag{17}$$

от толщины потенциального слоя *z*. В уравнениях (14) и (16), заменяя *x* на *z* и функции a_m и b_m согласно соотношениям (17) на $\tilde{D}_m(z)$ и $D_m(z)$, мы получим уравнения, определяющие неизвестные функции $\tilde{D}_m(z)$ и $D_m(z)$. Эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned}
\frac{d\tilde{D}_1(z)}{dz} &= -\frac{iV_{11}}{2k_1}\tilde{D}_1(z) + \frac{iV_{11}}{2k_1}e^{-2ik_1 z}D_1(z) - \frac{iV_{12}}{2k_1}e^{i(k_2-k_1)z}\tilde{D}_2(z) + \frac{iV_{12}}{2k_1}e^{-i(k_2+k_1)z}D_2(z),\\
\frac{dD_1(z)}{dz} &= -\frac{iV_{11}}{2k_1}e^{2ik_1 z}\tilde{D}_1(z) + \frac{iV_{11}}{2k_1}D_1(z) - \frac{iV_{12}}{2k_1}e^{i(k_2+k_1)z}\tilde{D}_2(z) + \frac{iV_{12}}{2k_1}e^{-i(k_2-k_1)z}D_2(z),\\
\frac{d\tilde{D}_2(z)}{dz} &= -\frac{iV_{21}}{2k_2}e^{-i(k_2-k_1)z}\tilde{D}_1(z) + \frac{iV_{12}}{2k_2}e^{-i(k_2+k_1)z}D_1(z) - \frac{iV_{22}}{2k_2}\tilde{D}_2(z) + \frac{iV_{22}}{2k_2}e^{-2ik_2 z}D_2(z),\\
\frac{dD_2(z)}{dz} &= -\frac{iV_{21}}{2k_2}e^{i(k_2+k_1)z}\tilde{D}_1(z) + \frac{iV_{21}}{2k_2}e^{i(k_2-k_1)z}D_1(z) - \frac{iV_{22}}{2k_2}e^{2ik_2 z}\tilde{D}_2(z) + \frac{iV_{22}}{2k_2}D_2(z).
\end{aligned} \tag{18}$$

Искомые функции $\tilde{D}_m(z)$ и $D_m(z)$ определенным образом связаны с амплитудами рассеяния T_1, T_2 и R_1, R_2, где T_m – амплитуда прохождения и R_m – амплитуда отражения для *m*-ого канала рассеяния. При такой формулировке задачи рассеяния она сводится к задаче Коши, так как нахождение неизвестных функций $\tilde{D}_m(z)$ и $D_m(z)$ сводится к решению системы уравнений (18) с начальными условиями при $z=0$. Эти начальные условия можно определить из условий

$$T_1(0)=1, \quad T_2(0)=R_2(0)=R_1(0)=0, \tag{19}$$

если, конечно, известна связь величин $\tilde{D}_m$ и D_m с амплитудами рассеяния T_m и R_m.

Таким образом, предложенная нами постановка задачи рассеяния является обобщением метода погружения [6] на случай двухканальных задач рассеяния. Определение амплитуд рассеяния по разным каналам сводится к решению линейных уравнений первого порядка для функций $\tilde{D}_m$ и D_m (18) с начальными условиями (19). Постановка задачи будет завершена, если удастся определить связь амплитуд рассеяния T_m и R_m с искомыми функциями $\tilde{D}_m$ и D_m. Оставляя их нахождение на конец следующего раздела, введем вместо четырех уравнений первого порядка (17) два уравнения второго порядка. Такое преобразование системы уравнений целесообразно, так как полученные уравнения внешне совпадают с уравнениями (11), которые фактически получаются из уравнений Шредингера в случае двухканального рассеяния. Введем обозначение

$$L_m(z)=\tilde{D}_m(z)e^{ik_m z}-D_m(z)e^{-ik_m z}, \quad m=1,2. \tag{20}$$

Используя уравнения (18), можно получить следующую систему уравнений для функций $L_1(z)$ и $L_2(z)$:

$$\begin{aligned} &\frac{d^2L_1(z)}{dz^2}+k_1^2L_1(z)-V_{11}L_1(z)-V_{12}L_2(z)=0,\\ &\frac{d^2L_2(z)}{dz^2}+k_2^2L_2(z)-V_{22}L_2(z)-V_{21}L_1(z)=0. \end{aligned} \tag{21}$$

Первые производные функции $L_m(z)$ имеют следующий вид:

$$\frac{dL_m(z)}{dz}=ik_m\left[\tilde{D}_m(z)e^{ik_m z}+D_m(z)e^{-ik_m z}\right], \quad m=1,2. \tag{22}$$

Если ввести обозначения

$$Q_m(z)=\tilde{D}_m(z)e^{ik_m z}+D_m(z)e^{-ik_m z}, \quad m=1,2, \tag{23}$$

то вместо уравнения (22) можно написать

$$\frac{dL_m(z)}{dz}=ik_mQ_m(z), \quad m=1,2. \tag{24}$$

Таким образом, вначале находим функции $L_m(z)$ и $Q_m(z)$ и далее, согласно (20) и (23), восстанавливаем функции $\tilde{D}_m(z)$ и $D_m(z)$. А для нахождения $L_m(z)$ нужно решить систему уравнений (21) с заданными начальными условиями (19) и далее определить $Q_m(z)$ по формулам (24).

4. Связь амплитуд рассеяния T_m и R_m с функциями $\tilde{D}_m$ и D_m

Рассмотрим систему уравнений (21). Умножим первое из них на $L_1^*(z)$, второе на $L_2^*(z)$ и сложим; тогда получим

$$L_1^* \frac{d^2 L_1}{dz^2} + L_2^* \frac{d^2 L_2}{dz^2} + \left(k_1^2 - V_{11}\right)\left|L_1\right|^2 + \left(k_2^2 - V_{22}\right)\left|L_2\right|^2 - V_{12}\left(L_1^* L_2 + L_1 L_2^*\right) = 0 . \quad (25)$$

Напишем комплексно сопряженные уравнений (21), умножим их соответственно на функции $L_1(z)$ и $L_2(z)$ и сложим; тогда получим

$$L_1 \frac{d^2 L_1^*}{dz^2} + L_2 \frac{d^2 L_2^*}{dz^2} + \left(k_1^2 - V_{11}\right)\left|L_1\right|^2 + \left(k_2^2 - V_{22}\right)\left|L_2\right|^2 - V_{12}\left(L_1 L_2^* + L_1^* L_2\right) = 0 . \quad (26)$$

Разность этих двух уравнений даст

$$L_2^* \frac{d^2 L_2}{dz^2} - L_2 \frac{d^2 L_2^*(z)}{dz^2} + L_1^* \frac{d^2 L_1}{dz^2} - L_1 \frac{d^2 L_1^*}{dz^2} = 0 . \quad (27)$$

Интегрируя уравнение (27), получим

$$L_2^* \frac{dL_2}{dz} - L_2 \frac{dL_2^*}{dz} + L_1^* \frac{dL_1}{dz} - L_1 \frac{dL_1^*}{dz} = \text{const} . \quad (28)$$

Это же уравнение, используя определение функций Q_1 и Q_2, можно переписать в следуюшем виде:

$$L_1 Q_1^* + L_1^* Q_1 + \frac{k_2}{k_1}\left(L_2^* Q_2 + L_2 Q_2^*\right) = \text{const} . \quad (29)$$

Используя уравнения (20) и (23), можно из уравнения (29) исключить функции L_m и Q_m и вместо них ввести функции $\tilde{D}_m$ и D_m. Тогда получим

$$\left|D_1\right|^2 - \left|\tilde{D}_1\right|^2 + \frac{k_2}{k_1}\left|D_2\right|^2 - \frac{k_2}{k_1}\left|\tilde{D}_2\right|^2 = 1 . \quad (30)$$

Постоянную, входящую в уравнение (29), мы выбрали так, чтобы обеспечить удовлетворение начальных условий (19).

На рис.2 показана схема двухканального рассеяния частицы. Частица с волновым вектором $\mathbf{k}_1$ падает на потенциальный барьер с вероятностью, равной единице. Обозначим амплитуды прохождения и отражения, соответственно, через T_1 и R_1, если частица рассеивается с волновым вектором $\mathbf{k}_1$. Возможно также прохождение и отражение частицы с волновым вектором $\mathbf{k}_2$. Обозначим их амплитуды, соответственно, через T_2 и R_2. Полную вероятность прохождения частицы $|T|^2$ можно записать в следующем виде:

$$|T|^2 = \left|T_1\right|^2 + \left|T_2\right|^2 . \quad (31)$$

Отметим, что вероятность полного отражения $\left|R\right|^2 = \left|R_1\right|^2 + \left|R_2\right|^2$ выражается через $\left|T\right|^2$ следующим образом: $\left|R\right|^2 = 1 - \left|T\right|^2$.

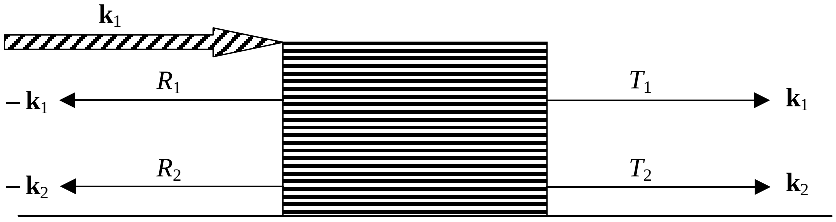

Рис.2.

Теперь перейдем к нахождению связей между амплитудами прохождения и отражения T_m и R_m и функциями $D_m\left(z\right)$ и $\tilde{D}_m\left(z\right)$. Эти связи должны быть такими, чтобы удовлетворялись следующие требования:

1. При отсутствии второго канала рассеяния ($T_2 = R_2 = 0$) реализуется рассеяние, характерное для одномерной задачи рассеяния. Тогда $T_1 = T$ и отличные от нуля функции $\tilde{D}_1$ и D_1 связаны с T_1 и R_1 следующими формулами [4]:

$$D_1 = \frac{1}{T_1}, \quad \tilde{\mathrm{D}}_1 = \frac{R_1^*}{T_1^*}. \tag{32}$$

2. При отсутствии рассеяния по отдельным каналам должны выполняться условия: $D_1 = \tilde{D}_1 = 0$ при $T_1 = R_1 = 0$ и $D_2 = \tilde{D}_2 = 0$ при $T_2 = R_2 = 0$.

3. В общем случае, когда величины T_1, T_2, R_1 и R_2 отличны от нуля, условие (30) должно переходить в условие непрерывности задачи двухканального рассеяния:

$$\left|T_1\right|^2 + \left|T_2\right|^2 + \left|R_1\right|^2 + \left|R_2\right|^2 = 1. \tag{33}$$

С учетом вышеуказанных условий связи амплитуд рассеяния T_1, T_2, R_1 и R_2 с величинами $D_1, D_2, \tilde{D}_1$ и $\tilde{D}_2$ зададим в следующем виде:

$$\begin{aligned} D_1 &= \frac{1}{T_1}\left|\frac{T_1}{T}\right|^2, & \tilde{D}_1 &= \frac{R_1^*}{T_1^*}\left|\frac{T_1}{T}\right|, \\ D_2 &= \sqrt{\frac{k_1}{k_2}}\,\frac{1}{T_2}\left|\frac{T_2}{T}\right|^2, & \tilde{D}_2 &= \sqrt{\frac{k_1}{k_2}}\,\frac{R_2^*}{T_2^*}\left|\frac{T_2}{T}\right|. \end{aligned} \tag{34}$$

Эти формулы определяют амплитуды рассеяния T_1, T_2, R_1 и R_2 через искомые функции $D_1, D_2, \tilde{D}_1$ и $\tilde{D}_2$ с точностью до постоянного фазового множителя, который должен зависеть от координаты z_0 центра локального потенциала. Следовательно, амплитуды рассеяния можно искать в виде:

$$T_1 = \frac{D_1^*}{|D|^2}, \qquad R_1 = \frac{\left(\tilde{D}_1 \, D_1\right)^*}{|D_1||D|},$$

$$T_2 = \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} \frac{D_2^*}{|D|^2} e^{i\varphi}, \qquad R_2 = \sqrt{\frac{k_2}{k_1}} \frac{\left(\tilde{D}_2 \, D_2\right)^*}{|D_2||D|} e^{i\tilde{\varphi}}, \tag{35}$$

где

$$|D|^2 = |D_1|^2 + \frac{k_2}{k_1}|D_2|^2 .$$

Здесь T_1 и R_1 не имеют добавочного фазового множителя, так как при $T_2 = R_2 = 0$ они переходят в амплитуды одномерного рассеяния. Следовательно, T_1 не будет зависеть от z_0, а R_1 будет пропорционально $\exp(2ik_1z_0)$: φ и $\tilde{\varphi}$ должны быть выбраны так, чтобы зависящие от z_0 фазы перед T_2 и R_2 равнялись $(k_1 - k_2)z_0$ и $(k_1 + k_2)z_0$, соответственно. Интересно отметить, что добавочная фаза произведения RT не зависит от канала рассеяния и равняется $2k_1z_0$.

В заключение отметим, что для нахождения амплитуд рассеяния по двум каналам вначале нужно проинтегрировать систему уравнений (21) и найти функции $L_1(z)$ и $L_2(z)$. Постоянные интегрирования определяются из начальных условий (19), которые совместно с уравнениями (20), (23) и (24) определяют $L_m(z)$ и $dL_m(z)/dz$ для $m = 1,2$ в точке $z = 0$. Зная функции $L_1(z)$ и $L_2(z)$, из уравнений (24) можно определить $Q_1(z)$ и $Q_2(z)$ и далее, используя (20) и (23), определить $D_1(z), \tilde{D}_1(z)$ и $D_2(z), \tilde{D}_2(z)$. Наконец, формулы (35) определяют амплитуды прохождения T_1, T_2 и отражения R_1, R_2 через найденные значения функций $D_1, D_2, \tilde{D}_1$ и $\tilde{D}_2$ в точке $z = d$.

В следующей работе мы применим предложенный метод для решения задачи рассеяния на конкретно заданном потенциале.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.В.Бабиков**. Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
2. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян.** Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 138 (1999).
3. **D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatrian.** Phys. Lett. A, **265**, 294 (2001).
4. **А.Ж.Хачатрян, Д.М.Седракян, В.А.Хоецян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 133 (2009).
5. **D.M.Sedrakian, A.H.Gevorgyan, A.Zh.Khachatrian.** Optics Communications, **192**, 135 (2001).
6. **Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, Э.М.Казарян, Л.Р.Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 167 (2009).
7. **D.Boese, M.Lischka, L.E.Reichl.** Phys. Rev. B, **62**, 16933 (2000).

ԸՆԿՂՄԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԲԱԶՄՈՒՂԻ ՑՐՄԱՆ ԽՆԴՐԻ ՀԱՄԱՐ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Լ.Ռ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Առաջարկված է նոր մեթոդ բազմականալ ցրման խնդրի լուծման համար: Մասնավո-րապես, դիտարկված է այնպիսի ցրում, որի դեպքում մասնիկը լայնական ցրման ուղղու-թյամբ կատարում է վերջավոր շարժում: Այս դեպքում ցրումը բազմուղի է, ինչը պայմանա-վորված է մասնիկի լայնական շարժման դիսկրետ վիճակներով: Երկկանալ ցրման դեպքում խնդրի դրվածքը հասցված է մինչև վերջ: Առաջարկված է մեթոդ ցրման ամպլիտուդների որոշման համար:

IMMERSING METHOD FOR THE MULTICHANNEL SCATTERING PROBLEM

D.M. SEDRAKIAN, E.M. KAZARYAN, L.R. SEDRAKIAN

We propose the method for solution of the multichannel scattering problem. In particular, scattering problem is considered when a particle makes a finite motion in the transverse direction of the scattering. In this case scattering becomes multichannel, which is connected with the presence of discrete energy levels of the transverse movement of a particle. For case of two-channel scattering, the problem is formulated up to the end. A method for determination of scattering amplitudes for the potential $V = V(x, y)$ is proposed.