Известия НАН Армении, Физика, т.50, №2, с.176-184 (2015)

УДК 592.2

АМПЛИТУДЫ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАССЕЯНИЯ МИКРОЧАСТИЦЫ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ С ДВУМЕРНЫМ δ-ПОТЕНЦИАЛОМ

Д.М. СЕДРАКЯН, Д.А. БАДАЛЯН, Л.Р. СЕДРАКЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: lyovsed@yahoo.com

(Поступила в редакцию 12 сентября 2014 г.)

Рассмотрено квазиодномерное рассеяние квантовой частицы на двумерном δ-потенциале. Найдены аналитические выражения для амплитуд многоканального прохождения t_n и отражения r_n. Задача решена для случая, когда число каналов конечно и равняется N, а частица падает на потенциал, двигаясь по каналу l. Подробно исследован случай трехканального рассеяния. В рамках этой задачи показано, что при условии $k_2 \to 0$ и $k_3 \to 0$ происходит “перенаселенность” частиц на втором и третьем каналах. Найдены также точки нахождения δ-потенциала, которые обеспечивают полную “перенаселенность” каналов.

1. Введение

Проблема описания движения микрочастиц в неоднородной или дискретной среде хорошо разработана для одномерных систем [1-7]. В частности, предложены точные методы нахождения волновых функций, спектра энергии, плотности состояний, радиуса локализации и т.д. Что касается практически важных 2D и 3D систем, то аналитическое решение для данного класса задач сталкивается с непреодолимыми математическими трудностями. Поэтому, прорывом в этом направлении может считаться рассмотрение квазиодномерных моделей [8-12], в которых имеет место рассеяние частицы на заданном (неоднономерном) потенциале в одном направлении, в то время как движение в перпендикулярном направлении ограничено непроницаемыми стенками. Ограничение в поперечном движении приводит к дискретному спектру энергии, а полная энергия является суммой энергий поперечного и продольного движений. Главным отличием от случая одномерного движения является то, что из-за упругого рассеяния в продольном направлении частица может переходить на другой квантовый уровень в поперечном движении, и, следовательно, возникает новый канал рассеяния с другим значением волнового вектора. Таким образом, рассеяние в квазиодномерной системе всегда является многоканальным.

Целью данной работы является исследование многоканального рассеяния на примере точно решаемой модели, представляющей собой прямоугольную квантовую яму со встроенным внутри двумерным δ-потенциалом. Соответствующая математическая задача включает рассмотрение системы связанных дифференциальных уравнений.

2. Уравнение Шредингера для задачи многоканального рассеяния

Пусть частица движется в плоскости xy. В направлении y движение ограничено непроницаемыми стенками $(0 < y < a)$. Движение в направлении x ограничено. Внутри ямы частица находится в потенциальном поле $U(x, y)$. Стационарные состояния частицы в этих условиях описываются двумерным уравнением Шредингера

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Psi(x, y) + \left(\chi^2 - V(x, y)\right)\Psi(x, y) = 0, \qquad (1)$$

где $(2M/\hbar^2)E = \chi^2$ и $(2M/\hbar^2)U(x, y) = V(x, y)$. Решение уравнения (1) с граничными условиями $V(x, 0) = V(x, a) = \infty$ можно представить в виде разложения [8-10]

$$\Psi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_n(x)\Phi_n(y). \qquad (2)$$

Здесь $\Phi_n(y)$ – базисные функции, которые совместно с условиями $\Phi_n(0) = \Phi_n(a) = 0$ являются решениями уравнений

$$\frac{d^2\Phi_n(y)}{dy^2} + \chi_n^2\Phi_n(y) = 0, \qquad n = 1, 2, ..., \infty \qquad (3)$$

и имеют вид

$$\Phi_n(y) = \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{\pi n}{a}y, \qquad \chi_n = \frac{\pi n}{a}. \qquad (4)$$

Функции $\Psi_n(x)$ – коэффициенты разложения, являются решениями системы связанных уравнений

$$\frac{d^2\Psi_n(x)}{dx^2} + k_n^2\Psi_n(x) - \sum_{m=1}^{\infty} V_{nm}(x)\Psi_m(x) = 0, \qquad (5)$$

где

$$k_n^2 = \chi^2 - \chi_n^2, \qquad (6)$$

$$V_{n,m}(x) = \int_0^a \Phi_n^*(y)V(x, y)\Phi_m(y)dy. \qquad (7)$$

Величина k_n^2 играет роль кинетической энергии продольного движения частицы по n-му каналу. Функции $V_{nm}(x)$ образуют симметричную матрицу, диагональные элементы $V_{nn}(x)$ которой определяют потенциальную энергию в точке x n-го канала. Недиагональные элементы $V_{nm}(x)$ описывают связи между различными каналами n и m. Индексы n и m принимают бесконечное число значений. Далее предположим, что n является счетным числом и изменяется от 1 до N.

3. Амплитуды многоканального рассеяния

Найдем амплитуды рассеяния для частного вида потенциала, представляющего собой двумерную δ-функцию, помещенную в точку $(0,\ y_0)$:

$$V(x,y)=V_0\delta(x)\delta(y-y_0)\,. \tag{8}$$

Подстановка (8) в (7) дает

$$V_{nm}(x)=a_{nm}\delta(x)\,, \tag{9}$$

где

$$a_{nm}=\frac{2V_0}{a}\sin(\chi_n,y_0)\sin(\chi_m,y_0)\,. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (5), получаем

$$\frac{d^2\Psi_n(x)}{dx^2}+k_n^2\Psi_n(x)-\delta(x)\sum_{m=1}^{N}a_{nm}\Psi_m(x)=0,\qquad n=1,2,...,N\,. \tag{11}$$

Предположим, что частица с энергией k_l^2 $(l<N)$ движется вдоль оси x и проходит через потенциальный барьер. Асимптотические решения системы (11) являются волновыми функциями свободного движения:

$$\Psi_l(x)=\begin{cases}\exp(ik_lx)+r_l\exp(-ik_lx)\,, & x<0,\\ t_l\exp(ik_lx)\,, & x>0,\end{cases} \tag{12}$$

$$\Psi_{n\neq l}(x)=\begin{cases}r_n\exp(-ik_nx)\,, & x<0,\\ t_n\exp(ik_nx)\,, & x>0,\end{cases} \tag{13}$$

где t_n, r_n – амплитуды прохождения и отражения. Стандартные условия “сшивания” волновых функций (12), (13) и их производных при прохождении через сингулярную точку $x=0$ имеют вид

$$\Psi_n(+0)=\Psi_n(-0)\,, \tag{14}$$

$$\Psi'_n(+0)-\Psi'_n(-0)=\sum_{m=1}^{N}a_{nm}\Psi_m(0)\,. \tag{15}$$

Подставляя формулы (12) и (13) в (14) и (15), получим

$$\begin{cases}t_l=1+r_l\,,\\ t_m=r_m\,, \quad m\neq l,\\ \displaystyle\sum_{m=1}^{N}{}' a_{lm}t_m+a_{ll}t_l=2ik_lt_l-2ik_l\,,\\ \displaystyle\sum_{m=1}^{N}{}' a_{nm}t_m+a_{nl}t_l=2ik_nt_n\,, \quad n\neq l,\end{cases} \tag{16}$$

где штрих у знака суммы означает, что при суммировании по m надо опустить члены с $m=l$. Система линейных уравнений (16) содержит $2N$ неизвестных t_n

и r_n. Исключив r_n, введем вместо t_l и $t_{n\neq l}$ новые неизвестные $z_l = 1/t_l$ и $z_{n\neq l} = t_n/t_l$. Получим

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^{N}{}' a_{lm} z_m + 2ik_l z_l = -b_{ll}, \\ \sum_{m=1}^{N}{}' a_{nm} z_m - 2ik_n z_n = -a_{nl}, \quad n \neq l, \end{cases} \tag{17}$$

где $b_{ll} = a_{ll} - 2ik_l$. Из всех N неизвестных в (17) выделим z_l, которые определяется формулой Крамера

$$z_l = D/D_l\,, \tag{18}$$

где

$$D_l = \begin{vmatrix} b_{11} & a_{12} & \dots & a_{1,l-1} & 0 & a_{1,l+1} & \dots & a_{1N} \\ a_{21} & b_{22} & \dots & a_{2,l-1} & 0 & a_{2,l+1} & \dots & a_{2N} \\ . & . & . & . & . & . & . & . \\ a_{l1} & a_{l2} & \dots & a_{l,l-1} & 2ik_l & a_{l,l+1} & \dots & a_{lN} \\ . & . & . & . & . & . & . & . \\ a_{N1} & a_{N2} & \dots & a_{N,l-1} & 0 & a_{N,l+1} & \dots & b_{NN} \end{vmatrix}. \tag{19}$$

Определитель D получится из D_l заменой l-го столбца столбцом свободных членов системы (17). D_l поддается точному расчету. Воспользуемся тем, что коэффициенты a_{nm} можно представить в виде $a_{nm} = p_n q_m$, где $p_n = \left(2V_0/a\right)\sin(\chi_n y_0)$ и $q_m = \sin(\chi_m y_0)$. Также учтем, что $a_{nm} = a_{mn}$ и $a_{nm} a_{km} = a_{nk} a_{mm}$. Методичное выделение линейных множителей в определителе (19) приводит к формуле

$$D_l = 2ik_l\Big(1 + i\sum_{n=1}^{N}{}' \frac{p_n q_n}{b_{nn} - p_n q_n}\Big)\prod_{m=1}^{N}{}' (b_{mm} - p_m q_m), \tag{20}$$

(штрих у знака суммы и произведения по прежнему означает, что надо опустить члены с $n, m = l$). Возвращаясь к прежним обозначениям $p_n q_n = a_{nn}$ и $b_{nn} - a_{nn} = -2ik_n$, получим

$$D_l = -\Big(1 + i\sum_{n=1}^{N}{}' \frac{a_{nn}}{2k_n}\Big)\prod_{m=1}^{N}(-2ik_m). \tag{21}$$

Аналогичным образом получаем выражение для определителя D:

$$D = -\Big(1 + i\sum_{n=1}^{N} \frac{a_{nn}}{2k_n}\Big)\prod_{m=1}^{N}(-2ik_m). \tag{22}$$

Из формул (18), (21), (22) следует, что

$$z_l = \frac{1 + i\sum_{n=1}^{N} \frac{a_{nn}}{2k_n}}{1 + i\sum_{n=1}^{N}{}' \frac{a_{nn}}{2k_n}} = 1 + \frac{i\,\frac{a_{ll}}{2k_l}}{1 + i\sum_{n=1}^{N}{}' \frac{a_{nn}}{2k_n}}\,. \tag{23}$$

Получение точных формул для неизвестных $z_{n\neq l}$ по формулам Крамера сопряжено с математическими трудностями. Используя формулу (23), эти трудности можно обойти. Представим первое из уравнений (17) в следующем виде:

$$z_l = 1 + i\frac{a_{ll}}{2k_l} + i{\sum_{n=1}^{N}}' \frac{a_{ln}}{2k_l} z_n \,. \tag{24}$$

Из равенства правых частей формул (23) и (24) и свойства $a_{ln}^2 = a_{ll}a_{nn}$ следует:

$${\sum_{n=1}^{N}}' a_{ln} \left(z_n + \frac{i\dfrac{a_{ln}}{2k_n}}{1 + i{\sum\limits_{m=1}^{N}}' \dfrac{a_{mm}}{2k_m}} \right) = 0 \,. \tag{25}$$

Так как коэффициенты a_{ln} отличны от нуля, а величины $z_{n\neq l}$ – линейно-независимы, то для удовлетворения равенства (25) необходимо и достаточно, чтобы выражение в скобках равнялось нулю, т.е. чтобы

$$z_{n\neq l} = -\frac{i\dfrac{a_{ln}}{2k_n}}{1 + i{\sum\limits_{m=1}^{N}}' \dfrac{a_{mm}}{2k_m}} \,. \tag{26}$$

С получением формулы (26) завершается поставленная задача – получить точные формулы для амплитуды рассеяния частицы, претерпевающей многоканальное рассеяние любого порядка в квантовой яме с вложенным внутри двумерным δ-потенциалом.

4. Трехканальное рассеяние

Для исследования плотности частиц, рассеивающихся на разных каналах, рассмотрим задачу трехканального рассеяния, когда частицы падают на потенциал, находясь на втором канале. Если энергия частицы недостаточна для возбуждения четвертого канала, то рассеяние произойдет по первым трем каналам. Последнее означает, что частицы могут перейти на третий и первый каналы и рассеиваться на них. Так как рассеяние упругое, то в первом случае энергия продольного движения частицы уменьшается, а во втором случае – увеличивается, т.е. $k_3 < k_2 < k_1$.

Можно найти отношения плотностей рассеивающихся частиц n_1/n и n_3/n, где n_1 и n_3 – плотности частиц, рассеивающихся на первом и третьем каналах, соответственно, где n – полное число частиц, т.е. $n = n_1 + n_2 + n_3$. Легко заметить, что относительная плотность частиц, рассеивающихся на втором канале, составляет

$$\frac{n_2}{n} = 1 - \frac{n_1}{n} - \frac{n_3}{n} \,. \tag{27}$$

Из полученных выше формул (23) и (24) можно написать:

$$\frac{|t_1|^2}{|t_2|^2}=\frac{\dfrac{a_{12}^2}{4k_1^2}}{1+\left(\dfrac{a_{11}}{2k_1}+\dfrac{a_{33}}{2k_3}\right)^2},\qquad \frac{|t_3|^2}{|t_2|^2}=\frac{\dfrac{a_{23}^2}{4k_3^2}}{1+\left(\dfrac{a_{11}}{2k_1}+\dfrac{a_{33}}{2k_3}\right)^2},$$

$$\frac{1}{|t_2|^2}=\frac{1+\left(\dfrac{a_{11}}{2k_1}+\dfrac{a_{22}}{2k_2}+\dfrac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}{1+\left(\dfrac{a_{11}}{2k_1}+\dfrac{a_{33}}{2k_3}\right)^2}. \tag{28}$$

Кроме этого, имеет место закон сохранения потока частиц, т.е.

$$|t_2|^2+|r_2|^2=1-2\frac{k_1}{k_2}|t_1|^2-2\frac{k_3}{k_2}|t_3|^2. \tag{29}$$

Для полной плотности частиц имеем

$$n\sim 2\left(|t_1|^2+|t_3|^2\right)+|t_2|^2+|r_2|^2,$$

или, учитывая (29),

$$n\sim 2\left(1-\frac{k_1}{k_3}\right)|t_1|^2+2\left(1-\frac{k_3}{k_2}\right)|t_3|^2+1. \tag{30}$$

Плотности частиц на первом и третьем каналах пропорциональны соответственно

$$n_1\sim 2|t_1|^2 \quad \text{и} \quad n_3\sim 2|t_3|^2. \tag{31}$$

Учитывая (30) и (31), легко определить относительные плотности частиц на первом и третьем каналах, которые равны:

$$\frac{n_1}{n}=\frac{2\left|\dfrac{t_1}{t_2}\right|^2}{D},\qquad \frac{n_3}{n}=\frac{2\left|\dfrac{t_3}{t_2}\right|^2}{D}, \tag{32}$$

где

$$D=\frac{1}{|t_2|^2}+2\left(1-\frac{k_1}{k_2}\right)\frac{|t_1|^2}{|t_2|^2}+2\left(1-\frac{k_3}{k_2}\right)\frac{|t_3|^2}{|t_2|^2}. \tag{33}$$

Принимая во внимание формулы (28), окончательно получим

$$\frac{n_1}{n}=\frac{1}{\left(1+\left(\dfrac{a_{11}}{2k_1}+\dfrac{a_{22}}{2k_2}+\dfrac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right)\dfrac{2k_1^2}{a_{12}^2}+\left(1-\dfrac{k_1}{k_2}\right)+\left(1-\dfrac{k_3}{k_2}\right)\dfrac{a_{23}^2}{a_{12}^2}\dfrac{k_1^2}{k_3^2}}, \tag{34.1}$$

$$\frac{n_3}{n}=\frac{1}{\left(1+\left(\frac{a_{11}}{2k_1}+\frac{a_{22}}{2k_2}+\frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right)\frac{2k_3{}^2}{a_{23}^2}+\left(1-\frac{k_1}{k_2}\right)\frac{a_{12}^2}{a_{23}^2}\frac{k_3^2}{k_1^2}+\left(1-\frac{k_3}{k_2}\right)}. \qquad (34.2)$$

Исследование полученных формул (34) с учетом $k_3 < k_2 < k_1$ показывает, что при малых k_3 возможна "перенаселенность" частиц на третьем канале. Это интересно тем, что энергия третьего канала максимальна и при $k_3 \to 0$ вся начальная энергия частицы переходит в энергию поперечного движения, т.е. частица почти не движется в направлении рассеяния и находится в квантовом состоянии с максимальной поперечной энергией. Как покажем ниже, при этом условии ($k_3 \to 0$) число частиц на первом и втором каналах сильно уменьшается. Отношение n_3/n зависит от местоположения δ-потенциала и оно максимально, когда потенциал находится в точках $y_0 = a/3$ и $y_0 = 2a/3$. Действительно из формул (34) легко найти, что

$$\lim_{k_3\to 0}\frac{n_3}{n}=\frac{1}{1+B}, \qquad (35)$$

где

$$B=\frac{a_{33}^2}{2a_{23}^2}=\frac{a_{33}^2}{2a_{22}a_{33}}=\frac{a_{33}}{2a_{22}}. \qquad (36)$$

Что касается величин n_1/n и n_2/n, то при $k_3 \to 0$ имеем:

$$\frac{n_1}{n}=\frac{a_{12}^2}{a_{32}^2}\frac{k_3^2}{k_1^2}\to 0, \qquad \frac{n_2}{n}=\frac{B}{1+B}. \qquad (37)$$

Таким образом, при $k_3 \to 0$ рассеяния по первому каналу не происходит, т.е. частицы рассеиваются по каналу падения (второй канал) и по третьему каналу.

Рассмотрим случай, когда рассеяние происходит только по третьему каналу. Для этого, согласно (35)–(37), необходимо, чтобы $B=0$ или $a_{23}=0$. Это условие приводит к уравнению $\sin(3\pi y_0/a)=0$, откуда легко найти два корня $y_0 = a/3$ и $y_0 = 2a/3$ этого уравнения. Итак, если δ-потенциал находится в этих точках, то частицы полностью переходят со второго канала на третий и происходит полная "перенаселенность" частиц на более высоком энергетическом уровне поперечного движения.

Рассмотрим также случай, когда поток частиц, находящихся на первом канале, падает на потенциал. После взаимодействия с потенциалом частицы рассеиваются по трем каналам. Аналогичные несложные расчеты относительных плотностей частиц, рассеивающихся по разным каналам, дают следующие формулы:

$$\frac{n_2}{n}=\frac{1}{\left(1+\left(\frac{a_{11}}{2k_1}+\frac{a_{22}}{2k_2}+\frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right)\frac{2k_2{}^2}{a_{12}^2}+\left(1-\frac{k_2}{k_1}\right)+2\left(1-\frac{k_3}{k_1}\right)\frac{a_{13}^2}{a_{12}^2}\frac{k_2^2}{k_3^2}}, \qquad (38.1)$$

$$\frac{n_3}{n}=\frac{1}{\left(1+\left(\frac{a_{11}}{2k_1}+\frac{a_{22}}{2k_2}+\frac{a_{33}}{2k_3}\right)^2\right)\frac{2k_3{}^2}{a_{23}^2}+\left(1-\frac{k_1}{k_2}\right)\frac{a_{12}^2}{a_{23}^2}\frac{k_3^2}{k_1^2}+\left(1-\frac{k_3}{k_2}\right)}, \tag{38.2}$$

$$\frac{n_1}{n}=1-\frac{n_2}{n}-\frac{n_3}{n}. \tag{38.3}$$

Так как относительные плотности частиц рассеивающихся по разным каналам зависят от продольных импульсов частиц k_2 и k_3, то интересно исследовать рассеяние для предельно малых значений этих импульсов, т.е для $k_2 \to 0$ и $k_3 \to 0$.

Если выполняется первое условие $(k_2 \to 0)$, то легко заметить, что начальный продольный импульс частицы недостаточен для возбуждения третьего канала. Тогда из уравнения (38.1) получим:

$$\lim_{k_2\to 0}\frac{n_2}{n}=\frac{1}{1+B_2}, \qquad B_2=\frac{a_{22}}{2a_{11}}. \tag{39}$$

Как показано в работе [13], максимальное значение $n_2/n=1$, получается, когда δ-потенциал находится вблизи центра потенциальной ямы. Действительно, в этом случае $B_2 \sim \cos(\pi y_0/a)$ и при $y_0 \to a/2$ $B_2 \to 0$ и $n_2/n \to 1$.

При выполнении второго условия $(k_3 \to 0)$ энергетически возможно возбуждение как второго, так и третьего каналов. Однако, как видно из формулы (38), возбуждается только третий канал. Действительно, согласно формуле (38.1), при $k_3 \to 0$ отношение n_2/n пропорционально k_3^2 и стремится к нулю вместе с k_2. Частицы в основном возбуждаются на третий канал, и отношение n_3/n при $k_3 \to 0$ выражается формулой

$$\lim_{k_3\to 0}\frac{n_3}{n}=\frac{1}{1+B_3}, \qquad B_3=\frac{a_{33}}{2a_{11}}. \tag{40}$$

В этом случае также реализуется максимальное значение $n_3/n=1$, если выполняется условие $B_3=0$. Согласно формуле (10), B_3 составляет

$$B_3=\sin^2\left(\frac{3\pi y_0}{a}\right)\Big/\sin^2\left(\frac{\pi y_0}{a}\right),$$

и, следовательно, условие $B_3=0$ выполняется при $y_0=a/3$ и $y_0=2a/3$. Таким образом, существуют два положения δ-потенциала, когда реализуется полная “перенаселенность” электронов на третьем канале. Такой же результат мы получили для случая, когда первоначально частицы двигаются по второму каналу.

5. Заключение

Рассмотрено квазиодномерное рассеяние квантовой частицы на двумерном δ-потенциале. Найдены аналитические выражения для амплитуд многоканального прохождения t_n и отражения r_n. Задача решена для случая, когда число каналов конечно и равняется N, а частица падает на потенциал, двигаясь по каналу l.

Найденные выражения могут быть использованы для определения плотности частиц на разных каналах рассеяния. Распределение частиц по каналам рассеяния будет зависеть от параметров падающего и рассеянного пучков, а также от параметров рассеивающего потенциала. Выбором этих параметров можно реализовать наперед заданное распределение. Так при условии $k_2 \to 0$ и $k_3 \to 0$ происходит “перенаселенность” частиц на втором и третьем каналах. Существуют такие точки нахождения δ-потенциала, которые обеспечивают полную “перенаселенность”, т.е. отношения n_2/n и n_3/n равны единице.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Квантовая механика: нерелятивистская теория. М., Наука, 1963.
2. **В.В. Бабиков.** Метод фазовых функций в квантовой механике. М., Наука, 1976.
3. **M.Ya. Azbel.** Phys Rev. B, **22**, 4106 (1983).
4. **И.В. Кляцкин.** Метод погружения в теории распространения волн. М., Наука, 1986.
5. **A.G. Aronov, V.M. Gasparian, U. Gummuch.** J. Phys. Condens. Matter, **3**, 3023 (1991).
6. **Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, В.М. Гаспарян, А.Ж. Хачатрян.** ЖЭТФ, **109**, 243 (1996); **111**, 575 (1997).
7. **D.M. Sedrakian, A.Zh. Khachatrian.** Phys. Lett. A, **265**, 294 (2000).
8. **D. Boese, M. Lischka, L.E. Reichl.** Phys. Rev B, **62**, 16933 (2000).
9. **S. Souma, A. Suzuki.** Phys. Rev. B, **65**, 115307 (2002).
10. **Д.М. Седракян, Э.М. Казарян, Л.Р. Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 395 (2009).
11. **Д.М. Седракян, Л.Р. Седракян.** Доклады НАН Армении, **110**, 171 (2010).
12. **Д.М. Седракян, Л.Р. Седракян.** ФТТ, **53**, вып. 8, 1628 (2011).
13. **Д.М. Седракян, А.Х. Багдасарян, Л.Р. Седракян.** Изв НАН Армении, Физика, **50**, 25 (2015).

MULTICHANNEL SCATTERING AMPLITUDES OF MICROPARTICLES IN A QUANTUM WELL WITH TWO-DIMENSIONAL δ-POTENTIAL

D.M. SEDRAKIAN, D.H. BADALYAN, L.R. SEDRAKYAN

Quasi-one-dimensional quantum particle scattering on two-dimensional δ-potential is considered. Analytical expressions for the amplitudes of the multi-channel transmission and reflection are given. The problem for the case when the number of channels is finite and equal N, and the particle falls on the potential moving through the channel l is solved. The case of a three-channel scattering is studied in details. It is shown that under conditions $k_2 \to 0$ and $k_3 \to 0$ “overpopulation” of particles on the second and third channels occurs. The points of δ-potential location which provide a full “overpopulation” of particles is also found.