Известия НАН Армении, Физика, т.53, №1, с.40–49 (2018)

УДК 539.2

РЕЗОНАНСНОЕ МНОГОКАНАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ В НАНОТРУБКЕ С δ-ПОТЕНЦИАЛАМИ

Д.М. СЕДРАКЯН*, Д.А. БАДАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: dsedrak@ysu.am

(Поступила в редакцию 6 октября 2017 г.)

Рассмотрено резонансно-туннельное прохождение электрона через квантовую проволоку, содержащую внутри два трехмерных δ-потенциала, расположенных вдоль оси нанотрубки. Используя полученные ранее формулы для амплитуд многоканального рассеяния, найдено условие (уравнение) резонанса для многоканального рассеяния, при котором данная система становится полностью прозрачной для движения электрона. Предложен способ упрощения уравнения резонанса, основанный на методе векторных диаграмм. Показано, что если первоначальная энергия продольного движения недостаточна для возбуждения новых каналов рассеяния, то уравнение резонанса совпадает с соответствующим уравнением одномерной задачи.

1. Введение

Полупроводниковые резонансно-туннельные гетероструктуры относятся к числу наиболее изученных объектов наноэлектроники [1, 2]. Эти структуры представляют значительный интерес как с точки зрения исследования особенностей квантово-механических процессов в нанометровом диапазоне, так и использования их для конструирования новых приборов (туннельные диоды, транзисторы, цифровые и аналоговые устройства и т. д.) [3, 4]. Простейшим примером резонансно-туннельной гетероструктуры является система из двух потенциальных барьеров с квантовой ямой между ними. Этой модели резонансно-туннельного перехода с использованием различных форм потенциала рассеяния посвящено большое число теоретических работ. Особенно часто используется модель с двумя прямоугольными потенциальными барьерами. Следует, однако, отметить, что в подавляющем большинстве работ рассматривается одномерная задача резонансного рассеяния [5–11]. Между тем очевидно, что более точное рассмотрение требует учета того факта, что потенциал рассеяния, вообще говоря, зависит от трех пространственных координат.

В нашей работе [12] рассмотрена задача движения электрона в квантовой проволоке цилиндрической формы с встроенным внутри потенциалом, состоящим из двух трехмерных δ-потенциалов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. В такой системе процесс рассеяния является многоканальным. Многоканальность возникает из-за того, что при использовании трехмерного потенциала необходимо учесть не только продольные, но и поперечные размеры квантовой проволоки. Тогда, если частица рассеивается в одном направлении, а движение в перпендикулярном направлении ограничено непроницаемыми стенками наноструктуры, то это приводит к дискретному набору волновых векторов поперечного движения. Таким образом, из-за упругого рассеяния в продольном направлении микрочастица может перейти на другой квантовый уровень в поперечном движении и в результате возникает новый канал рассеяния. В работе [12], используя стандартную технику «сшивания» волновых функций и их производных в точках сингулярности δ-функций, получены системы линейных уравнений для амплитуд прохождения t_m и амплитуд отражения r_m (индекс m указывает на номер канала рассеяния). Из этих уравнений получены аналитические выражения для всех амплитуд рассеяния.

В настоящей работе с использованием упомянутых формул сделана попытка исследования возможностей резонансного прохождения микрочастицы через двухпотенциальный δ-барьер, вложенный в нанотрубку.

2. Формулы для амплитуд рассеяния

Приведем формулы для амплитуд рассеяния t_m и r_m для системы из двух трехмерных δ-потенциалов равной мощности и расстоянием a между ними, помещенной внутрь нанотрубки с радиусом поперечного сечения R:

$$t_m = \delta_{m1} e^{ik_m a} - \frac{iA_{1m}}{4k_m}\left(\frac{G_\alpha}{\alpha_1\alpha_m} - \frac{G_\beta}{\beta_1\beta_m}\right), \tag{1a}$$

$$r_m = -\frac{iA_{1m}}{4k_m}\left(\frac{G_\alpha}{\alpha_1\alpha_m} + \frac{G_\beta}{\beta_1\beta_m}\right), \tag{1b}$$

где $m = 1, 2, ..., N$ и N – полное число каналов рассеяния,

$$G_\alpha = \left(1 + i\sum_{m'=1}^{N}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\alpha_{m'}}\right)^{-1}, \tag{2a}$$

$$G_\beta = \left(1 + i\sum_{m'=1}^{N}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\beta_{m'}}\right)^{-1}. \tag{2b}$$

Волновой вектор k_m описывает продольное движение частицы по m-му каналу:

$$k_m = \sqrt{\chi^2 - \chi_m^2}\ . \tag{3}$$

Здесь $\chi^2 = 2mE/\hbar^2$, E – начальная энергия электрона и χ_m – волновые векторы поперечного движения частицы, которые определяются из граничного условия для волновой функции на поверхности нанотрубки

$$J_l\left(\chi_m R\right) = 0\,, \tag{4}$$

где $J_l\left(x\right)$ – цилиндрическая функция Бесселя $\left(l = 1, 2, \ldots\right)$. В формулах (1a)–(2b)

$$A_{mm'} \equiv A_{nl,n'l'} = S_{nl} S_{n'l'} \qquad \left(n, n' = 1, 2, \ldots\right), \tag{5}$$

$$S_{nl} = \sqrt{\frac{P}{\pi R^2}} \frac{J_l\left(\chi_{nl}\rho_0\right)\cos l\phi_0}{J_{l+1}\left(\chi_{nl} R\right)}\,. \tag{6}$$

Здесь P – мощность δ-потенциала, ρ_0, φ_0 – полярные координаты местоположения δ-потенциалов в цилиндрической системе координат с осью Z, совпадающей с осью нанотрубки.

В формулах (1a)–(2b) важными величинами являются функции α_m и β_m, которые имеют следующий вид:

$$\alpha_m = \frac{1}{\Delta_m}\left(e^{-ik_m a} - 1\right), \tag{7a}$$

$$\beta_m = \frac{1}{\Delta_m}\left(e^{-ik_m a} + 1\right), \tag{7b}$$

где $\Delta_m = e^{-ik_m a} - e^{ik_m a}$. Фактически, α_m и β_m являются единственными функциями, которые связывают амплитуды рассеяния t_m и r_m с расстоянием a между δ-потенциалами. Для дальнейших расчетов также будут использованы следующие тождества:

$$\frac{1}{2\alpha_m} + \frac{1}{2\beta_m} = 1\,, \tag{8a}$$

$$\frac{1}{2\alpha_m} - \frac{1}{2\beta_m} = e^{ik_m a}\,. \tag{8b}$$

3. Условия резонансного прохождения электрона

Приступим теперь к выяснению тех условий, при которых потенциальный барьер прозрачен для микрочастицы, движущейся по направлению оси Z нанотрубки слева направо.

При рассмотрении одномерных задач резонансного рассеяния, исходя из закона сохранения числа частиц, иногда условием резонанса называют требование равенства нулю коэффициента отражения. При многоканальном рассеянии аналогичное требование должно соответствовать исчезновению отраженной волны во всех каналах за областью взаимодействия, т. е. должны выполняться условия

$$r_1 = r_2 = ... = r_m = ... = r_N = 0 \tag{9a}$$

или

$$|r_1|^2 = ... = |r_m|^2 = ... = |r_N|^2 = 0 . \tag{9b}$$

Рассмотрим последние условия более детально. Прежде всего учтем, что при малых энергиях падающей частицы вместо многоканального получается, в основном, одноканальное рассеяние, т. е. рассеяние с индексом $m = 1$ и $k_m = k_1$. Это связано с тем, что нет достаточной начальной энергии для возбуждения каналов рассеяния более высокого порядка. То же самое может произойти и тогда, когда по разным причинам равны нулю вероятности переходов от первого канала к каналам с индексом $m > 1$ $(A_{1m} = 0)$. Сравнение с одномерным рассеянием показывает, что в одноканальном приближении условие резонанса $|r_1|^2 = 0$ и его следствия формально совпадают с соответствующими результатами одномерной теории.

Рассмотрение существенно осложняется, если частица обладает энергией, достаточной для возбуждения более высоких каналов рассеяния. Предположим, что в общем случае начальные энергии частицы изменяются в интервале $0 < E < \infty$. Разделим данный диапазон энергий на отдельные участки. Первый участок – упомянутая выше область низких энергий. Этот участок описывается интервалом $\chi_1^2 < \chi^2 < \chi_2^2$ (см. формулу (3)). Из приведенного неравенства видно, что на этом участке рассеяние будет одноканальным, с волновым вектором k_1. Второй участок энергий лежит в интервале $\chi_2^2 < \chi^2 < \chi_3^2$ и соответствует двухканальному рассеянию $m = 2$, $k_m = k_2$. Условием резонанса по этому каналу является равенство $|r_2|^2 = 0$. Из условия $|r_2|^2 = 0$ можно получить уравнение для волновых векторов k_2, определяющих резонансно-туннельное прохождение частицы (см. ниже).

Процедуру нахождения волновых векторов k_m, отвечающих за резонансно-туннельное прохождение частиц через потенциальный барьер, можно распространить и на каналы с индексом $m > 2$. Условием резонанса для m-ого канала будет равенство $|r_m|^2 = 0$. Причем можно утверждать, что учет многоканальности рассеяния приводит к увеличению пропускной способности рассматриваемой модели. Получим общее уравнение для волновых векторов k_m, обеспечивающих резонансное туннелирование микрочастицы. Из условий $r_m = 0 \Leftrightarrow |r_m|^2 = 0$ и формул (1a) и (1b) получим

$$t_m = \delta_{m1} e^{ik_m a} - \frac{iA_{1m}}{4k_m}\left(\frac{G_\alpha^m}{\alpha_1\alpha_m} - \frac{G_\beta^m}{\beta_1\beta_m}\right), \tag{10a}$$

$$0=-\frac{iA_{1m}}{4k_m}\left(\frac{G_\alpha^m}{\alpha_1\alpha_m}+\frac{G_\beta^m}{\beta_1\beta_m}\right), \tag{10b}$$

где верхний индекс m у величин $G_{\alpha(\beta)}^m$ означает, что в формулах (2a) и (2b) индекс суммирования m' принимает значения от единицы до m.

Если формулы (10a) и (10b) формально рассматривать как некую систему уравнений относительно функций $\frac{G_\alpha^m}{\alpha_1\alpha_m}$ и $\frac{G_\beta^m}{\beta_1\beta_m}$, то легко увидеть, что условием разрешимости этой системы является равенство

$$\frac{G_\alpha^m}{G_\beta^m}=-\frac{\alpha_1\alpha_m}{\beta_1\beta_m}. \tag{11}$$

Вычислим правую часть уравнения (11). Для удобства формулы (7a) и (7b) представим в виде

$$\alpha_m=\frac{1}{2}\left(1-i\tan\frac{k_m a}{2}\right), \tag{12a}$$

$$\beta_m=\frac{1}{2}\left(1+i\cot\frac{k_m a}{2}\right). \tag{12b}$$

В результате получаем

$$\frac{\alpha_1\alpha_m}{\beta_1\beta_m}=-\tan\frac{k_1 a}{2}\tan\frac{k_m a}{2}. \tag{13}$$

Из равенства (13) следует, что правая часть уравнения (11) является действительной величиной. Следовательно, можно утверждать, что

$$\frac{G_\alpha^m}{G_\beta^m}=\frac{G_\alpha^{m*}}{G_\beta^{m*}}, \tag{14}$$

где G_α^{m*} и G_β^{m*} – сопряженные с G_α^m и G_β^m комплексные функции. Подставляя в (14) из (2a) и (2b) значения этих функций, получим

$$\frac{1+i\sum\limits_{m'}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\beta_{m'}}}{1+i\sum\limits_{m'}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\alpha_{m'}}}=\frac{1-i\sum\limits_{m'}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\beta_{m'}^*}}{1-i\sum\limits_{m'}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}\alpha_{m'}^*}}. \tag{15}$$

Из равенства (15), опустив довольно длинные промежуточные расчеты, получим

$$\frac{\sum\limits_{m'=1}^{m}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}}\sin k_{m'}a}{\sum\limits_{m'=1}^{m}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}}\cos k_{m'}a}=-\frac{1}{\sum\limits_{m'=1}^{m}\frac{A_{m'm'}}{2k_{m'}}}. \tag{16}$$

Уравнение (16) в общей форме решает поставленную задачу. При заданных значениях матричных элементов $A_{m'm'}$ и расстояния a между δ-потенциалами уравнение (16) дает те волновые векторы $k_{m'}$, при которых потенциальный барьер становится прозрачным для частицы. Можно поставить и обратную задачу: при известных $k_{m'}$ и $A_{m'm'}$ найти то расстояние (или расстояния) a, при котором отраженная волна «гасится».

Для иллюстрации применения полученных формул рассмотрим некоторые частные случаи. В случае $m=1$ (одноканальное рассеяние) формула (16) принимает достаточно простой вид

$$\tan k_1 a = -2k_1 / A_{11} . \tag{17}$$

Уравнение (17) аналогично формуле, получающейся при решении одномерного уравнения Шредингера с потенциалом $U(x) = \alpha\left[\delta(x) + \delta(x-a)\right]$ [13]. При рассмотрении потенциальных барьеров мощность P положительна, поэтому $A_{11} > 0$. Следовательно, правая часть уравнения (17) отрицательна и его действительные корни могут быть только на отрезках

$$\pi(n+1) > k_1 a > \frac{\pi}{2}(2n+1) \qquad (n = 0,1,2,...), \tag{18}$$

т. е. во втором и четвертом квадрантах тригонометрической окружности, где $\tan k_1 a < 0$.

В случае $m=2$ (двухканальное рассеяние) из формул (16) получим

$$\frac{\dfrac{A_{11}}{2k_1}\sin k_1 a + \dfrac{A_{22}}{2k_2}\sin k_2 a}{\dfrac{A_{11}}{2k_1}\cos k_1 a + \dfrac{A_{22}}{2k_2}\cos k_2 a} = -\frac{2k_1 k_2}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}} . \tag{19}$$

Уравнение (19) представляет собой тригонометрическое уравнение смешанного типа относительно неизвестных $k_{m'}$ и требует численного расчета. Отметим, что волновые векторы k_1 и k_2 связаны друг с другом. Из определения векторов k_m (формула (3)) следует, что

$$k_1^2 - k_2^2 = \chi_2^2 - \chi_1^2 = \delta_{12} , \tag{20}$$

где $\chi_1 = 2.405/R$ и $\chi_2 = 3.832/R$ [12]. Таким образом, волновой вектор k_2 всегда можно выразить через k_1 и δ_{12}, а волновой вектор k_1 – через E.

Относительно нахождения корней уравнения (19) заметим, что его правая часть, как и в случае одноканального рассеяния, отрицательна (из-за $P > 0$). Не решая самого уравнения, мы докажем, что как и в случае одноканального рассеяния, оно имеет решение. Для этого воспользуемся методом векторных диаграмм, хорошо известным в теории гармонических колебаний [14].

Рассмотрим сложение двух гармонических функций X_1 и X_2, которые имеют вид

$$\left.\begin{aligned} X_1 &= \frac{A_{11}}{2k_1}\cos k_1 a \\ X_2 &= \frac{A_{22}}{2k_2}\cos k_2 a \end{aligned}\right\}. \tag{21}$$

Представим обе функции с помощью векторов $\mathbf{A}_1$ и $\mathbf{A}_2$ с модулями $A_1 = A_{11}/(2k_1)$ и $A_2 = A_{22}/(2k_2)$, которые с координатной осью x образуют углы $\alpha_1 = k_1 a$ и $\alpha_2 = k_2 a$. Построим по правилам сложения векторов результирующий вектор $\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2$. Легко видеть, что проекция этого вектора на ось x равна сумме проекций слагаемых векторов:

$$A_x = \frac{A_{11}}{2k_1}\cos k_1 a + \frac{A_{22}}{2k_2}\cos k_2 a\ . \tag{22}$$

Аналогично, проекция вектора $\mathbf{A}$ на ось y равняется

$$A_y = \frac{A_{11}}{2k_1}\sin k_1 a + \frac{A_{22}}{2k_2}\sin k_2 a\ . \tag{23}$$

Если результирующий вектор $\mathbf{A}$ образует с осью x угол α, то

$$\tan\alpha = \frac{\dfrac{A_{11}}{2k_1}\sin k_1 a + \dfrac{A_{22}}{2k_2}\sin k_2 a}{\dfrac{A_{11}}{2k_1}\cos k_1 a + \dfrac{A_{22}}{2k_2}\cos k_2 a}\ . \tag{24}$$

Сравнивая равенства (19) и (24), получим

$$\tan\alpha = -\frac{2k_1 k_2}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}}\ . \tag{25}$$

Угол α является сложной функцией от величин A_{11}, A_{22}, k_1, k_2 и a. Используя методы элементарной геометрии, можно установить связь между α и указанными параметрами. Соответствующее выражение имеет следующий вид:

$$\alpha = \frac{(k_1 + k_2)a}{2} + \arctan\left(\frac{k_2 A_{11} - k_1 A_{22}}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}}\tan\frac{(k_1 - k_2)a}{2}\right). \tag{26}$$

Таким образом, из формул (25) и (26) окончательно получим

$$\tan\left[\frac{(k_1 + k_2)a}{2} + \arctan\left(\frac{k_2 A_{11} - k_1 A_{22}}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}}\tan\frac{(k_1 - k_2)a}{2}\right)\right] = -\frac{2k_1 k_2}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}}. \tag{27}$$

Прежде всего заметим, что левая часть уравнения (27) не зависит от мощности P. От P зависят матричные элементы A_{11} и A_{22}, которые пропорциональны мощности. Поскольку в левой части уравнения (27) зависимость от A_{11} и A_{22} выражается дробной функцией $\dfrac{k_2 A_{11} - k_1 A_{22}}{k_2 A_{11} + k_1 A_{22}}$, то видно, что указанная зависимость исчезает. Данная дробная функция фактически отвечает и за знак угла α. Действительно, так как $k_1 > k_2$, то теоретически возможно, чтобы числитель дробной функции принял отрицательные значения. Тогда вклад в угол α второго слагаемого будет отрицательным. При $\alpha < 0$ уравнение (27) все равно будет иметь действительные решения. Только в этом случае значения $|\alpha|$ будут лежать в интервале $\frac{\pi}{2}(2n+1) > |\alpha| > \pi n \qquad (n = 0,1,2,...)$.

Обратим внимание, что при больших значениях энергии, когда имеют место соотношения $\chi^2 >> \chi_1^2$, $\chi^2 >> \chi_2^2$ и $k_1 \approx k_2$, уравнения (19) и (27) сильно упрощаются. Они переходят в уравнение (17) одноканального рассеяния с той разницей, что в правой части этого уравнения вместо матричного элемента A_{11} фигурирует сумма $A_{11} + A_{22}$. При еще больших энергиях, когда возбуждены все каналы, $\chi^2 >> \chi_{m'}^2$ $(m' = 1,2,...,m)$ и $k_1 \approx ... \approx k_m$. Тогда к формуле (17) сводится также уравнение (16). Только теперь A_{11} заменяется суммой всех матричных элементов $A_{m'm'}$.

Что касается области промежуточных значений E, то тут, для получения точных результатов, нужно обратиться к методу векторных диаграмм. Интересно, что применив этот метод, левую часть уравнения (16) опять можно представить в виде тангенса некоторого угла ϕ, зависящего от параметров $k_{m'}$, $A_{m'm'}$ и a. Эту зависимость, в принципе, можно найти методами элементарной геометрии.

В настоящей работе не были вычислены коэффициенты резонансного прохождения $|t_m|^2$, которые представляют определенный интерес. При наличии решений уравнения (16) они могут быть определены из формул (10а). При этом из-за закона сохранения числа частиц должно выполняться условие

$$\sum_{m=1}^{N} \frac{k_m}{k_1} |t_m|^2 = 1 . \tag{28}$$

4. Заключение

В настоящей работе для описания резонансного перехода электрона через потенциальный барьер предлагается квазиодномерная модель полупроводниковой гетероструктуры. Эта модель, которая представляет собой нанотрубку с вложенными внутрь трехмерными δ-потенциалами, приводит к многоканальному рассеянию. Использованы ранее полученные формулы для амплитуд рассеяния, необходимые при исследовании эффекта резонансного туннелирования. Получены условия резонанса, представленные в виде трансцендентного уравнения тригонометрического типа. Предложено упрощение этого уравнения при помощи метода векторных диаграмм. В предельном случае одномерного движения полученные в работе результаты совпадают с ранее известными. Для нахождения начальной энергии, обеспечивающей резонансное прохождение частицы через потенциальный барьер, весь энергетический диапазон разделен на участки. Первый участок соответствует одноканальному рассеянию $(m=1)$, второй участок – двухканальному рассеянию $(m=2)$ и т. д. Условием резонансного прохождения по каждому каналу является равенство $|r_m|^2=0$, где m – число каналов данного участка.

Наконец отметим, что рассмотренное многоканальное рассеяние в случае одного δ-рассеивателя обладает замечательным свойством – равенством амплитуд прохождения и отражения при $m>1$ [15]. Это свойство вытекает из условия непрерывности волновой функции при прохождении частицы через δ-потенциал. В задаче с двумя δ-потенциалами указанное свойство теряется. Мы заметили, что если на вектор k_1 наложить условие $k_1 a = 2\pi n$ (n – целое число), то в уравнениях (1a) и (1b) нарушенное свойство $t_m = r_m$ $(m>1)$ восстанавливается. Это условие не совпадает с уравнением (17), приводящим к резонансному переходу.

Авторы выражают благодарность А.Ж. Мурадяну за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J. Sing.** Physics of Semiconductors and their Heterostructures. New York, McGraw-Hill, 1993.
2. **В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин.** Основы наноэлектроники. Новосибирск, изд-во НГТУ, 2004.
3. **J.P. Sun, G.I. Haddad, P. Mazumdar, J.N. Shulman.** Proc. IEEE, **86**, 641 (1998).
4. **P. Mazumdar, S. Kulkarni, M. Bhattacharaya, J.P. Sun, G.I. Haddad.** Proc. IEEE, **86**, 664 (1998).
5. **I.R. Lapidus.** Am. J. Phys., **50**, 663 (1982).
6. **B. Ricco, M.Ya. Azbel.** Phys. Rev. B, **29**, 1970 (1984).
7. **P.J. Price.** Phys. Rev. B, **38**, 1994 (1988).
8. **M. Gadella, M.L. Glasser, L.M. Nieto.** J. Theor. Phys., **50**, 2144 (2011).
9. **G. Cordourier-Maruri, R. De Coss, V. Gupta.** J. Mod. Phys. B, **25**, 1349 (2011).
10. **Z. Ahmed, S. Kumar, M. Sharma, V. Sharma.** Eur. J. Phys., **37**, 045406 (2016).
11. **F. Erman, M. Gadella, H. Uncu.** Phys. Rev. D, **95**, 045004 (2017).
12. **Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, А.Ю. Алексанян.** Изв. НАН Армении, Физика, **51**, 452 (2016).
13. **В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган.** Задачи по квантовой механике. Москва, Наука, 1992.

14. **И.В. Савельев.** Курс общей физики, т.1. Москва, изд-во Лань, 2016.
15. **Д.М. Седракян, Д.А. Бадалян, Л.Р. Седракян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 176 (2015).

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԲԱԶՄՈՒՂԻ ՑՐՈՒՄ δ-ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐՈՎ ՆԱՆՈԽՈՂՈՎԱԿՈՒՄ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Դ.Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրոնի բազմուղի ռեզոնանսա-թունելային անցումը δ-պոտենցիալային արգելքներ պարունակող քվանտային լարում: Օգտագործելով բազմուղի ցրման լայնույթների համար նախկինում ստացված բանաձևերը, ուսումնասիրվել է ռեզոնանսային անցման հնարավորությունը նշված համակարգում: Ստացված են ռեզոնանսային անցման պայմանները, որոնք ներկայացված են տրանսցենդենտ հավասարման տեսքով: Առաջադրված է այդ հավասարման պարզեցման եղանակ, որը հիմնված է վեկտորական դիագրամների օգտագործման վրա: Ցույց է տրված, որ միուղի ցրման դեպքում ստացված արդյունքները համընկնում են միաչափ ցրման խնդրի արդյունքների հետ:

RESONANT MULTICHANNEL SCATTERING IN NANOTUBE WITH δ-POTENTIALS

D.M. SEDRAKIAN, D.H. BADALYAN

The multichannel resonant-tunneling of an electron through a quantum wire containing two three-dimensional δ-potentials located along the axis of the nanotube is considered. Using the recently obtained formulas for amplitudes of multichannel scattering, a resonance condition (equation) is found, in which the given system becomes completely transparent for the motion of the electron. Simplification of the resonance equation based on the vector diagram method is proposed. It is shown that if the initial energy of longitudinal motion is insufficient to excite new scattering channels, then the resonance equation coincides with the corresponding equation of the one-dimensional problem.