

**К ПРОБЛЕМЕ ДВУХ ЧАСТИЦ НА ОГРАНИЧЕННОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЕТКЕ**

А. Саакян

Интерес к решеточным моделям с  $\delta$ -взаимодействием связан с поиском механизмов высокотемпературной сверхпроводимости [1], исследованием магнитных свойств сильнокоррелированных электронных систем [2] и проблемой нулевых дефектонов в адсорбированных монослоях  $He^3$ - $He^4$  на графитовой подложке [3]. Знание точных двухчастичных состояний в рамках этих моделей позволяет исследовать эффективное двухчастичное взаимодействие в многочастичной системе и в связи с этим возможную перестройку основного состояния системы [4]. В работе [5] двухчастичные состояния исследуются вариационным методом. В [6] исследованы связанные состояния на 2D и 3D решетках в случаях  $\delta$ -притягивающего взаимодействия, однако известно, что использованный подход Лифшица в случае высоких размерностей не приводит к точным результатам.

Уравнение Шредингера для двух частиц на квадратной решетке в системе центра масс имеет вид

$$-t(\Delta_x^2 + \Delta_y^2)\psi(x,y) + U\delta_{x,y}\psi(x,y) = E\psi(x,y), \quad (1)$$

где  $t$ - амплитуда тунелирования,  $\Delta_{x,y}^2$  - конечноразностные операторы II порядка,  $U$ - амплитуда  $\delta$ -взаимодействия; в дальнейшем полагается параметризация собственных значений  $E$ :

$$E = -4t(\cos p_1 + \cos p_2), \quad (2)$$

где по смыслу задачи  $p_{1,2}$  - относительные, перенормированные за счет взаимодействия квазиимпульсы вдоль осей  $x$  и  $y$ .

Методом, аналогичным Бете анзацу, можно показать, что собственные состояния уравнения (1), являющиеся одновременно собственными состояниями оператора четности, имеют вид

$$\begin{aligned} \psi_I &= \cos(p_1x + p_2y - \delta_1) + \cos(p_1x - p_2y - \delta_2) + \cos(p_2x + p_1y - \delta_1) + \cos(p_2x - p_1y + \delta_2), \\ \psi_{II} &= \cos(p_1x + p_2y + \delta_1) + \cos(p_1x - p_2y + \delta_2) + \cos(p_2x + p_1y + \delta_1) + \cos(p_2x - p_1y - \delta_2), \\ \psi_{III} &= \cos(p_1x - p_2y - \delta_1) + \cos(p_1x + p_2y - \delta_2) + \cos(p_2x - p_1y - \delta_1) + \cos(p_2x + p_1y + \delta_2), \\ \psi_{IV} &= \cos(p_1x - p_2y + \delta_1) + \cos(p_1x + p_2y + \delta_2) + \cos(p_2x - p_1y + \delta_1) + \cos(p_2x + p_1y - \delta_2), \end{aligned} \quad (3)$$

а собственные значения определяются из следующих уравнений, которые получаются из циклических граничных условий:

$$\begin{aligned} p_1 &= (\delta_1 + \delta_2) / 2N + \pi(n + m) / 2N, \\ p_2 &= (\delta_1 - \delta_2) / 2N + \pi(n - m) / 2N, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $n, m = 0, 1, \dots, N-1$ .

Рассмотрим простейший случай  $U = +\infty$ . Тогда энергия основного состояния ( $n = m = 0$ ) есть

$$E = -8t\cos^2(\pi/4N), \quad (5)$$

или для асимптотически больших  $N$  ( $N \gg 1$ ):

$$E = -8t(1 - \pi^2/16N^2). \quad (6)$$

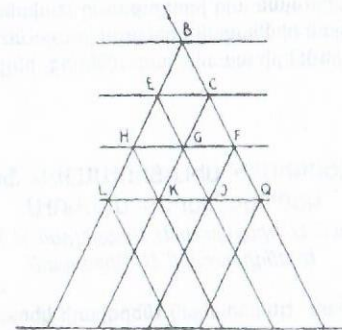
1. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников/ Под ред. Д.М. Гинзберга. — М.: Наука, 1990.
2. Kocharian A.N., Reich G.R., Saakian A.S.// Physica B.V.206, Two particle correlations in finite low dimensional lattices, p.732, 1995.
3. Квантовые жидкости и кристаллы, под ред. Боровика-Романова А.С. — Москва, Мир, 1979.
4. Кочарян А.Н., Саакян А.С. Конфаймент электронных состояний на хаббардовской цепочке//ФТТ, т.40, с.761, 1998.
5. Chen L., Mei Ch. Exact calculation of the two-electron interaction in the ground state of the Hubbard model//Phys.Rev.B., v 39 N 13, p 9006.
6. Dong Sh.J., Yang C.N. Bound states between two particles in a 2D or 3D institute lattice with attractive Krowecer  $\delta$ -interaction. Rev.Math.Phys., v 1. p 146, 1989.

**ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՐԱՏՆԵՐԻ ՌԻՍՈՒՄԱՍԻՐՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱԿԻ ՔԱՈՒՐԸՆԻՐ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՆՏԵՐԻ ՕՉՈՒԹՅԱՄԲ**

Ա.Խզարդյան

Կիսահաղորդչային բյուրեղների ֆիզիկական հատկությունները շատ հաճախ կախված են նրանց տարածական ցանցերի արատներից: Բյուրեղների արատների ուսումնասիրումը մեծ հնարավորություններ է տալիս նախապես տրված հատկությամբ նյութերի ստեղծման համար: Վերջինս նյութագիտության, մասնավորապես միկրոէլեկտրոնիկայի, կարևոր խնդիրներից մեկն է:

Բյուրեղների արատների ուսումնասիրման մեջ իր ուրույն տեղն ունի ռենտգենյան ինտերֆերոմետրիայի մեթոդը: Այդ մեթոդի առավելությունն այն է, որ օժտված է մեծ զգայնությամբ:



Այ. Եռաազայթների ընթացքը քառաբլոկ ինտերֆերոմետրում

Տվյալ աշխատանքում հետազոտությունները կատարվել են քառաբլոկ բազմակի ինտերֆերոմետրերով: Ի տարբերություն սովորական ինտերֆերոմետրերի, կրկնակի ինտերֆերոմետրում, որպես անդրադարձնող հարթություններ, հարմար է օգտագործել  $(110)$  և  $(\bar{1}\bar{1}0)$  հարթությունների ընտանիքները, իսկ եռակի ինտերֆերոմետրում

**ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՉԳՈՂՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԿՈՒՆՆԻ ՕՐԵՆՔՆԵՐԻ ԱՐՏԱԾՈՒՄԸ  
ՉԱՓԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴԻ ԿԻՐԱՌՄԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ**  
*Ա. Արոյան*

Ցանկացած  $X$  ֆիզիկական մեծություն կարելի է ներկայացնել հետևյալ արտա-  
րայալի տեսքով.

$$X = K \cdot A^\alpha B^\beta C^\gamma \quad (1)$$

որտեղ  $\alpha$ -ն,  $\beta$ -ն և  $\gamma$ -ն ամբողջ, կոտորակային դրական կամ բացասական թվեր են,  $K$ -ն համեմատականության գործակից է:  $A, B, C$  անկախ մեծությունների չափման միավորների և (1) տեսքի հավասարման օգնությամբ ստացվող մնացած մեծությունների չափման միավորների միահամուռությունը կոչվում է ֆիզիկական մեծությունների չափման միավորների համակարգ:  $A, B, C$  մեծությունները կոչվում են համակարգի հիմնական մեծություններ: Եթե, որպես հիմնական միավորներ ընտրենք երկարության միավորը ( $L$ ), զանգվածի միավորը ( $M$ ) և ժամանակի միավորը ( $T$ ), ապա կստանանք միավորների միջազգային բացարձակ համակարգը (ՄՅ), որի հիմնական միավորները կլինեն մետր, կիլոգրամ, վայրկյան: Բացարձակ համակարգի համար (1) հավասարումը ընդունում է հետևյալ տեսքը

$$X = K \cdot L^\alpha M^\beta T^\gamma \quad (2)$$

(2) հավասարությունը կոչվում է ֆիզիկական մեծությունների չափայնության բանաձև և պայմանականորեն գրվում է հետևյալ տեսքով  $[X] = L^\alpha M^\beta T^\gamma$ , որտեղ  $[X]$ -սիմվոլը ցույց է տալիս  $X$  մեծության չափայնությունը:

Աշխատանքում չափայնությունների մեթոդը կիրառվել է Կուլոնի օրենքի և տիեզերական ձգողության օրենքի արտածման համար: Էլեկտրական երևույթների հետ գործ ունենալիս հարմար է օգտվել միավորների ՄՅ-ից, որտեղ հիմնական միավորներին (զանգված, երկարություն և ժամանակ) ավելանում է նաև հոսանքը: Վերջինիս չափայնությունը նշանակենք  $I$ -ով և նրանով արտահայտենք հաճախ օգտագործվող ֆիզիկական մեծությունների չափայնությունները ՄՅ-ում. էլեկտրական լիցք՝  $[q] = IT$ , էլեկտրական հաստատուն  $[\epsilon_0] = L^{-3} M^{-1} T^4 I^2$ , էլեկտրական դաշտի լարվածություն  $[E] = LMT^{-3} I^{-1}$ :

Օգտվելով չափայնությունների մեթոդից և վերոհիշյալ չափայնություններից՝ ստանանք Կուլոնի օրենքը վակուումի համար միավորների ՄՅ-ում: Դիցուք էլեկտրական դաշտը ստեղծվել է  $Q$  լիցքի կողմից: Դաշտի որևէ կետում տեղավորված փորձնական լիցքի վրա ազդող ուժը  $F = qE$  (3), որտեղ  $E$ -ն էլեկտրական դաշտի լարվածությունն է տվյալ կետում: Էլեկտրական դաշտի  $E$  լարվածությունը կախված է միայն դաշտը ստեղծող  $Q$  լիցքի մեծությունից և տվյալ կետից մինչև  $Q$  լիցքը եղած հեռավորությունից, այսինքն  $E = f(Q, r)$ : Այս դեպքում ՄՅ-ում  $E = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot Q^\alpha r^\beta$  (4): Տեղադրելով (4)-ը (3)-ի մեջ՝ կստանանք  $F = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot qQ^\alpha r^\beta$  (5): Որոշենք  $\alpha$ -ի և  $\beta$ -ի արժեքները: Այդ նպատակով գրենք (5) հավասարման աջ և ձախ մասերի չափայնությունները: Դրանք պետք է իրար հավասար լինեն:

$$\left. \begin{aligned} [F] &= MLT^{-2} = MLT^{-2} I^0, [r] = L \\ [\epsilon_0] &= L^{-3} M^{-1} T^4 I^2, [q] = [Q] = IT \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(5)-ը կարելի է գրել

$$[F] = \left[ (1/4\pi\epsilon_0) \cdot qQ^\alpha r^\beta \right] = [\epsilon_0^{-1}] [q] [Q^\alpha] [r^\beta]$$

Սկստի ունենալով (6)-ը, վերջինը կընդունի հետևյալ տեսքը

$$MLT^{-2} I^0 = L^3 M T^{-4} I^{-2} I^{\alpha} T^{\alpha} L^{\beta} = ML^{\beta+3} T^{\alpha-3} I^{\alpha-1} \quad (7)$$

Այստեղից կստանանք  $\alpha - 3 = -2, \beta + 3 = 1, \alpha - 1 = 0$  (8)

Լուծելով (8) հավասարումների համակարգը՝ կունենանք  $\alpha = 1, \beta = -2$ : Յետևաբար (5) բանաձևը կստանա հետևյալ տեսքը

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qQ}{r^2}$$

Սա էլ հենց Կուլոնի օրենքն է ՄՅ-ում: Յանանման ձևով կարելի է ստանալ տիեզերական ձգողության օրենքը:

**РЕНТГЕНОВСКИЙ МУАР КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК**

*А. Абоян*

Как известно, взаимодействие различных волн с кристаллом всегда приводит к образованию в нем полей, амплитуды которых связаны с периодом его решетки. Почти то же самое имеет место в случае взаимодействия рентгеновских лучей с кристаллом.

Если два кристалла очень слабо разориентированы, или разность межплоскостных расстояний ( $d_1 - d_2 = \Delta d$ ) очень мала, то появится интерференция между налагаемыми полями, определяемая разностью  $(H_1 - H_2 = \Delta H)$ , где  $H_1$

и  $H_2$  - векторы обратной решетки отражающих плоскостей первого и второго кристаллов соответственно. Картину полос интерференции двух рентгеновских полей, полученных в результате дифракции одновременно от пары кристаллов, называют рентгеновским муаром. Для получения муаровой картины существенно, чтобы  $\Delta H$  была малой величиной, разрешающей одновременное отражение от двух кристаллов. Период полос и их расположение относительно отражающей плоскости определяются величиной и направлением  $\Delta H$ , но  $\Delta H$  может меняться как по величине, так и по направлению.

Первый случай - меняется только модуль  $H$ , т.е. решетка одного из кристаллов сжата или растягнута; такой муар называют дилатационным, при этом  $\Delta H = 1/d_1 - 1/d_2$ , а период полос

$$\Lambda_D = \frac{d_1 d_2}{d_2 - d_1} \approx \frac{d}{\Delta d/d} \quad (1)$$

Второй случай — меняется только направление  $H$ , а абсолютная величина  $H$  остается постоянной, т.е.  $d_1 = d_2$ : это ротационный муар, и при этом

$$\Lambda_R = d/\varepsilon \quad (2)$$

Первое время казалось, что рентгеновский муар невозможно экспериментально наблюдать из-за большой сложности получения очень малой разориентировки накладываемых кристаллов. Однако повышение техники рентгеновской топографии и значительные успехи в технике выращивания совершенных кристаллов больших размеров подготовили эту возможность. В данной работе был использован трехкристальный интерферометр для получения муаровых картин с целью исследования степени совершенства кристаллов и определения чувствительности интерферометра. Пример такого исследования представлен на муаровой топограмме (см. рис.), снятой с рефлекса 220 с интерферометра, изготовленного из высокосовершенного кристалла кремния.

В этом случае ось интерферометра расположена вдоль направления роста кристалла. Следовательно, муаровая картина должна показать возможные неоднородности роста. Так как на топограмме отражающая плоскость (110) расположена вертикально, то вертикальные полосы муара верхней части топограммы принадлежат дилатационному муару, и по формуле (1) оказывается, что

$\Delta d/d = 5,7 \cdot 10^{-7}$ . В нижнем левом углу имеется несколько тесно расположенных дислокаций, которые вызвали локальный поворот решетки. Величина угла поворота, согласно формуле (2),  $\varepsilon = 0,25^\circ$ .

Таким образом, кристалл, из которого сделан интерферометр, является почти бездислокационным и высокосовершенным. В нем имеется очень мало примесей и точечных дефектов, или они расположены чрезвычайно равномерно. Обычные рентгенотопографические исследования не в состоянии дать какую-либо количественную оценку кристаллам такой высокой степени совершенства.



## ПЛАЗМОН-ФОНОННЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

К. Агаронян

Изучен вопрос влияния тонких полупроводниковых пленок на электронно-фононный дисперсионный спектр. Показано, что низкочастотная плазменная ветвь сильно зависит от диэлектрической проницаемости пленки, ее толщины и окружающей среды. В случае высоких частот получаются смешанные плазмон-фононные моды. Вычислен коэффициент отражения от рассматриваемой структуры при нормальном падении света.

Поверхностные поляритоны (ПП)-возбуждения, электрическое поле которых максимально на границе раздела и экспоненциально убывает при удалении от нее. Это делает ПП чувствительным индикатором состояния поверхности, а спектроскопия ПП — мощным методом исследования поверхностей и границ раздела.

В этой связи изучение влияния тонких полупроводниковых пленок (П/П) обуславливает перспективу на исследование низкоразмерных структур с помощью ПП [1].

В настоящей работе рассмотрен вопрос влияния тонких пленок (П/П) на фонон-плазменные поляритоны, спектр которых определяется только тонкой пленкой. Ранее нами было изучено распространение плазменных мод в тонких П/П в длинноволновом приближении [2]. Здесь рассматриваются плазмон-фононные поляритоны в случае, когда диэлектрические проницаемости тонкой П/П и диэлектрические проницаемости окружающих пленку сред существенно отличаются. Здесь уравнения Максвелла решены с учетом, во первых, нелокального электронного вклада в диэлектрическую поляризацию и: во — вторых, использования эффективных граничных условий, учитывающих поляризацию пленки в направлении, перпендикулярном к поверхности пленки. При этом получено дисперсионное соотношение плазмон-фононных поляритонов и проведен анализ дисперсионного спектра в случае как низких, так и больших концентраций свободных носителей. Получено, что при низких частотах в спектре колебаний фигурируют незападывающие плазменные колебания, которые при определенных соотношениях для диэлектрических проницаемостей пленки и окружающей ее среды становятся бездисперсионными. По мере повышения поверхностной концентрации свободных носителей и уменьшения толщины пленки образуются смешанные плазмон-фононные ветви колебаний, которые есть результат пересечения и взаимодействия затравочных плазмонных и фононных дисперсионных линий. Последние расщепляются и обуславливают появление смешанных мод. Вычислен коэффициент отражения от рассматриваемой структуры, которая имеет максимум в окрестностях поперечной и продольной фононных частот.

### Литература

1. Агранович В.М., Милас Д.А., Поверхностные поляритоны, 1982.
2. K. Aharonian, J. Phys., Cond. Matt., 1, 1988, 5391

## НАСЫЩЕНИЕ МЕЖЗОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

А. Меликян, Г. Минасян

Нелинейнооптические процессы в массивных полупроводниках и полупроводниковых пленках лежат в основе действия многих приборов интегральной оптики и оптоэлектроники. Благодаря этим процессам удается осуществлять переключение частоты света, модуляцию световых пучков, управление длительностью световых импульсов и т.д. Очевидно, что эффективность всех этих преобразований сильно зависит от интенсивностей участвующих в процессе световых волн. При не очень больших значениях интенсивностей эффективность прямо-пропорциональна интенсивности. Однако при дальнейшем росте мощности накачки наблюдается явление так называемого насыщения, которое заключается в том, что эффективность преобразования перестает зависеть от мощности накачки. Физически это означает, что среда не успевает перерабатывать весь поток излучения. С практической точки зрения насыщение играет вредную роль, так как оно ограничивает эффективность преобразования. С другой стороны, избежать насыщения невозможно. Единственный пока выход, позволяющий увеличить эффективность, это создание таких условий, когда насыщение наступает при достаточно высоких значениях мощностей.

Большинство теоретических работ, посвященных расчету обсуждаемых процессов, основаны на моделях, не учитывающих реального закона дисперсии носи-

телей в полупроводниках. Недавно авторам настоящего доклада удалось впервые получить аналитическое выражение для коэффициента нелинейного поглощения света в массивном прямозонном полупроводнике с параболическим законом дисперсии носителей. Из полученного выражения вытекает, что характер насыщения поглощения сильно зависит от закона дисперсии. В частности, в рассматриваемом случае коэффициент поглощения убывает с ростом интенсивности гораздо медленнее, чем это предсказывали старые теории.

В настоящей работе мы применили развитый подход для вычисления коэффициента нелинейного поглощения света в тонкой полупроводниковой пленке. Показано, что насыщение поглощения в пленке происходит при более высоких значениях интенсивности, чем в массивном образце, а это означает, что эффективность нелинейнооптических процессов в пленках выше, чем в массиве.

### ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛОВОГО МНОГОЭМИТТЕРНОГО ТРАНЗИСТОРА С ПОЛИКРЕМНИЕВЫМ БАЛЛАСТНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Г. Киракосян, А. Петросян, Г. Торосян, Г. Макарян

Известно, что именно эффект отгеснения тока (ЭОТ) послужил причиной для перехода от одноэмиттерных силовых транзисторов к многоэмиттерным [1-2]. Далее из-за большой площади p-n переходов в силовых транзисторах не исключена возможность возникновения "горячих" точек в отдельных местах перехода [3]. В случае одноэмиттерного перехода это означает практический выход транзистора из строя. При переходе к многоэмиттерным транзисторам с такими нарушениями можно бороться с помощью балластных и промежуточных сопротивлений. ЭОТ и наличие тех или иных дефектов в p-n переходе - основные две причины, побудившие переход от одноэмиттерных к многоэмиттерным силовым транзисторам. Нельзя не считать и с еще одним важным обстоятельством при конструировании силовых транзисторов, а именно - с неоднородностью инжекции эмиттеров, вызванной конечной величиной падения напряжения на металлической токособирающей шине.

Целью настоящей работы является разработка нового метода расчета многоэмиттерного транзистора. Основная задача предлагаемого метода расчета состоит в том, чтобы свести к минимуму вредное влияние перечисленных явлений при отборе тока с транзистора. При этом определяется величина тока, снимаемого с каждого эмиттера в данной конкретной структуре, и выясняются те условия, при которых токи, собираемые с них, будут примерно равны. Для этого все основные параметры транзистора выражаются через величину  $\beta$ , которая характеризует меру ЭОТ. Если  $\beta \gg 1$ , то ЭОТ практически отсутствует, а при  $\beta \gg 1$  ЭОТ сильно выражен.

Нами получена система уравнений, позволяющая выявить фундаментальные соотношения между основными параметрами, характеризующими оптимальный транзистор.

Результаты расчета показывают, что ток с транзистора с промежуточным сопротивлением (ТПС) вдвое больше тока с обыкновенного транзистора. В случае ТПС число базовых электродов вдвое уменьшается; удваивая число эмиттеров, число базовых электродов сохраняется прежним.

Слой поликремния Si<sup>+</sup> применяется в нашем случае в качестве балластных сопротивлений и источников диффузии для создания активных областей многоэмиттерного транзистора. Использование такой Si<sup>+</sup>-Si- структуры в качестве эмиттера дает возможность изготовить сильнолегированные базы без ухудшения коэффи-

циента инжекции и тем самым в значительной степени предотвратить ЭОТ, что улучшает характеристики вторичного пробоя и повышает максимальную рабочую частоту транзистора.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А-140/98.

#### Литература

1. Вардамян А.А. Расчет и конструирование силовых транзисторных ключевых элементов. - Ереван: Мегарт, 1991, 200с..
2. Киракосян Г.Г., Макарян Г.А., Шабоян А.С. Определение условий надежной работы составного транзистора в режиме насыщения //Изв. НАН Армении, Сер.ТН.-1994.-т.47, No 1-2.-с.49-52.
3. Нечаев А.М., Рубаха Е.А., Синкевич В.Ф. Тепловое пинирование в транзисторных структурах с неоднородностью //Радиотехника и электроника-1981.-т.26, No8, с.1773-1782.

### ВЛИЯНИЕ СОВОКУПНОСТИ НЕЛИНЕЙНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЕЙ ТОКА

Г. Киракосян, А. Петросян, Г. Торосян, Г. Макарян

Физическими эффектами, определяющими поведение ВАХ в важном для работы силовых полупроводниковых приборов (СПП) диапазоне плотностей токов  $10 \leq J \leq 2 \cdot 10^3$ , А/см<sup>2</sup>, являются рекомбинация носителей заряда за счет оже-процессов, электронно-дырочное рассеяние (ЭДР), изменение параметров кремния в сильнолегированных слоях структуры. Известно, что при низких уровнях инжекции носители заряда взаимодействуют в основном с глубокими центрами [1-2]. А при больших плотностях тока необходимо учесть вышеотмеченные нелинейные эффекты.

Целью данной работы является исследование влияния нелинейных физических эффектов на ВАХ кремниевых структур типа p-n-p<sup>+</sup> с резкими p-n переходами.

Обычно аналитическая теория ВАХ СПП развивается в рамках диффузионного приближения [3]. Уравнение непрерывности в этом приближении при высоком уровне инжекции носителей в n-базе, когда  $n \approx p \gg N_d$ , имеет вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p}{L^2} + \frac{C}{D} p^3, \quad (1)$$

где  $p$  и  $n$  - концентрации дырок и электронов соответственно;  $C = C_n + C_p$ ;

$L = \sqrt{D\tau}$ ;  $\tau = \tau_{n0} + \tau_{p0}$  - время жизни носителей заряда при высоком уровне

инжекции;  $C_n$  и  $C_p$  - константы оже-рекомбинации.

Исследована инжектирующая способность резких p-n переходов. Под влиянием оже-рекомбинации существенно изменяется токовая зависимость коэффициентов инжекции резких p-n переходов. Уменьшение их на начальном этапе

роста плотности тока сменяется насыщением при значении, которое существенно отличается от так называемого "теоретического предела", определяемого отношением подвижностей.

Полученные аналитические формулы, учитывающие влияние нелинейных эффектов, тем не менее достаточно просты и наглядны. Их недостатком, однако, является то, что каждая из них справедлива лишь в определенном интервале плотностей тока. Эти формулы позволяют разработать простую и надежную программу численного расчета ВАХ кремниевых структур с резкими  $p-n$  переходами. Алгоритм такой программы содержит численное решение алгебраического уравнения и последующие вычисления по алгебраическим формулам.

Работа выполнена в рамках проекта МНТЦ А-140/98.

#### Литература.

1. Киракосян Г.Г., Петросян А.В., Макарян Г.А. Рекомбинационный ток  $p-n$  перехода и метод диагностики глубоких уровней: Мат. 2-ой Национальной конф. "Полупроводниковая Микроэлектроника"-Дилижан, 1999, С.121-124.
2. Булярский С.В., Грушко Н.С. Физические принципы функциональной диагностики  $p-n$  переходов с дефектами. Кишинев, Штиинца, 1992.
3. Кузьмин В.А. Тиристоры малой и средней мощности. М.:Советское радио, 1971.

### АМПЛИТУДА ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНА КАК ФУНКЦИОНАЛ ОТ РАССЕИВАЮЩЕГО ПОТЕНЦИАЛА В СЛУЧАЕ ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧИ.

А. Хачатрян

В данной работе для одномерной задачи рассеяния приводится явный вид функционала для амплитуды прохождения электрона от потенциала.

Как известно, задача рассеяния электрона в поле одномерного потенциала произвольного вида (потенциал  $V(x)$  - произвольная, ограниченная по всей оси  $X$  функция, стремящаяся к нулю при  $X \rightarrow \pm\infty$ ) сводится к решению уравнения Шредингера ( $\hbar^2 = 2m = 1$ ) [1]:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + (E - V(x))\psi(x) = 0, \quad (1)$$

с асимптотическим поведением вида

$$\begin{aligned} \psi(x) &= e^{ik_0x} + R(k_0)e^{-ik_0x} \quad \text{при } x \rightarrow -\infty, \\ \psi(x) &= T(k_0)e^{ik_0x} \quad \text{при } x \rightarrow \infty, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k_0 = \sqrt{E}$ . Величины  $R(k_0)$  и  $T(k_0)$  являются амплитудами отражения и прохождения электрона. Задача состоит в вычислении  $R(k_0)$  и  $T(k_0)$  по заданному виду функции  $V(x)$ .

Как было показано в работе [2] задача, определения параметров рассеяния для одномерной цепочки из произвольных потенциалов сводится к решению некоторой системы разностных уравнений. Так, задача определения амплитуды рассеяния для системы из  $N$  бесконечно узких прямоугольных потенциалов сводится к задаче

$$D_N = A_N D_{N-1} - B_N D_{N-2}, \quad N \geq 2, \quad (3)$$

где  $D_N = 1/T_N$  и  $A_N = 1/t_N + B_N/t_{N-1}^*$  и  $B_N = r_N t_{N-1}/t_N r_{N-1}$ .

Амплитуды прохождения  $t_N$  и отражения  $r_N$  для бесконечно узкого прямоугольного потенциала имеют вид

$$t_N^{-1} = 1 + iV_N d_N / 2k_0, \quad r_N / t_N = -iV_N d_N / 2k_0 \exp\{i2k_0 x_0\}, \quad (4)$$

где  $V_N$ ,  $d_N$  - значение и ширина потенциала,  $x_0$  - его координата. Подставляя (4) в (3), можно показать, что

$$T_N^{-1} = 1 + \sum_{p=1}^N \sum_{1 \leq j_1 < \dots < j_p} \frac{iV_{j_1} d_{j_1}}{2k_0} \dots \frac{iV_{j_p} d_{j_p}}{2k_0} \prod_{l=1}^{p-1} (1 - \exp i2k(x_{j_{l+1}} - x_{j_l})). \quad (5)$$

Устремляя  $N \rightarrow \infty$ ,  $\max d_n \rightarrow 0$  и принимая  $V_n = V(x_n)$ , из (5) можно получить следующее выражение:

$$T^{-1} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} W_n, \quad (6)$$

где

$$W_n = \int_{x_{n-1}}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{x_1} \frac{iV(x_1)}{2k_0} \dots \frac{iV(x_n)}{2k_0} \prod_{l=1}^{p-1} (1 - \exp 2ik_0(x_{l+1} - x_l)) dx_1 \dots dx_n.$$

Ряд (6) представляет собой функционал  $T[V(x)]$  для амплитуды прохождения электрона от рассеивающего потенциала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Д. Блохинцев, Основы квантовой механики, Наука, М., 1983.
2. Д.М. Седракян, А.Ж. Хачатрян, Астрофизика, 42, 419, 1999.