

[1] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крепчук А. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 2. С. 95—98.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 25.01.1989
Принято к печати 8.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

Петросян С. Г., Шик А. Я.

Исследование и приборное применение кинетических эффектов в системах пониженной размерности требуют создания электрических контактов к двумерному (или одномерному) электронному газу (2МЭГ). Такой контакт обычно реализуется с помощью сильно легированного трехмерного полупроводника или металла и в отличие от обычного контакта к массивному образцу представляет собой переход между электронными системами различной размерности (подобные переходы имеют место и в структурах с микроконтактами и микросужениями). Рассматриваемые объекты имеют ряд качественных особенностей как за счет различия электронного энергетического спектра по обе стороны от контакта, так и за счет специфики экранирования в низкоразмерных системах.

Контакты к 2МЭГ как правило высокоомны и существенно неомичны. Действительно, уровень Ферми в 2МЭГ из-за энергии размерного квантования E_0 расположен выше, чем в трехмерной области даже при достаточно сильном ее легировании, что приводит к образованию в 2МЭГ приконтактного слоя обеднения.

В качестве примера мы рассмотрим контакт между тонкой пленкой (квантовой ямой), содержащей 2МЭГ с концентрацией n_{s0} , и массивной вырожденной областью (см. рисунок). Если контактная разность потенциалов eV превосходит энергию Ферми 2МЭГ $\epsilon_F = \pi \hbar^2 n_{s0} / m$, то приконтактный слой в пленке можно разделить на две области: область $x > l$, где локальная концентрация электронов линейно связана с потенциалом $n_s(x) = n_{s0} [1 + e\varphi(x)/\epsilon_F]$, и область полного обеднения $0 < x < l$, где $n_s(x) \simeq 0$. Для нахождения распределения потенциала достаточно решить уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ в области $x > 0$, $y > 0$ с граничными условиями

$$\varphi(0, y) = -V \quad (1)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y}(x, 0) = \begin{cases} -\frac{2\pi e}{\kappa} n_{s0}, & x < l, \\ \frac{2\pi e}{\kappa} n_{s0} \frac{e\varphi(x, 0)}{\epsilon_F}, & x > l, \end{cases} \quad (2)$$

$$(3)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника (в случае квантовой ямы) или окружающей среды (в случае пленки).

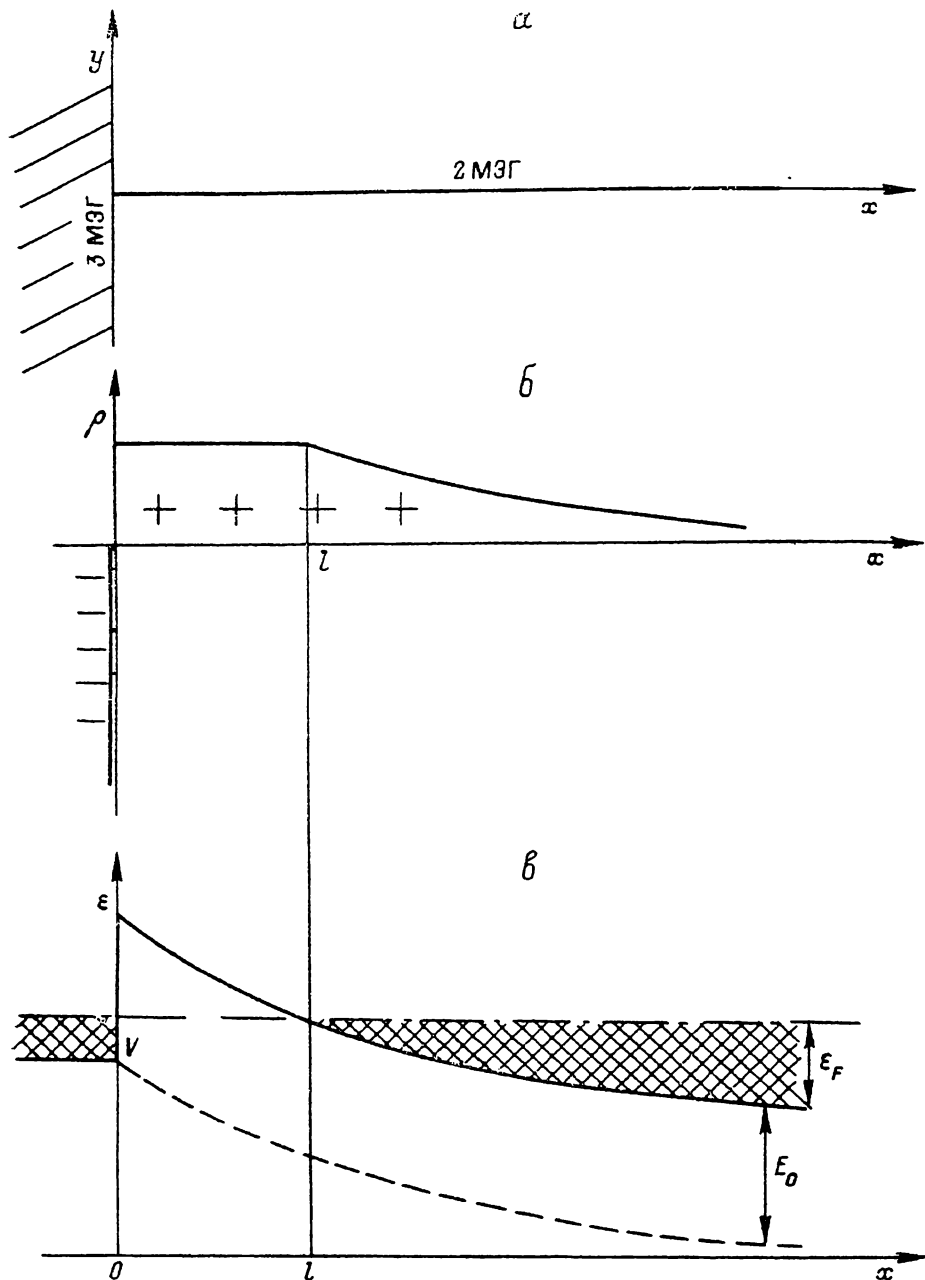
При малых изгибах зон ($eV < \epsilon_F$) область полного обеднения (2) отсутствует, уравнение легко решается и ход потенциала в пленке ($y=0$) имеет вид

$$\varphi(x, 0) = -\frac{2V}{\pi} \left[\text{ci} \left(\frac{2x}{a_B} \right) \sin \left(\frac{2x}{a_B} \right) - \text{si} \left(\frac{2x}{a_B} \right) \cos \left(\frac{2x}{a_B} \right) \right], \quad (4)$$

где si и ci — интегральные синус и косинус, $a_B = \kappa \hbar^2 / m e^2$ — эффективный боровский радиус, играющий роль длины экранирования в вырожденном 2МЭГ [1]. Функция (4) монотонная и при $x \gg a_B$

$$\varphi(x, 0) \approx -\frac{V}{\pi} \frac{a_B}{x} \quad (5)$$

Подобная медленно спадающая асимптотика потенциала является общим свойством экранирования в плоскости и остается справедливой (с точностью до



Схематическое изображение контакта 2МЭГ с массивным проводником (а); распределение плотности заряда в системе (б); ход потенциала и искривление энергетических зон вблизи контакта (в).

Штриховая линия — кривая $-\epsilon\varphi(x, 0)$, описывающая край зоны проводимости в пленке, штрихпунктир — уровень Ферми. Двойной штриховкой показаны области, содержащие электроны.

коэффициента) вне зависимости от конкретного вида электронного спектра пленки, в том числе и в квантующем магнитном поле.

При $eV \gg \epsilon_F$ задача существенно усложняется, поскольку в точке $x=l$ меняется характер граничного условия (2), (3). Поэтому решать задачу удобно

с помощью конформного преобразования $w = u + iv = 2 \ln \left[\frac{(x + iy) + \sqrt{(x + iy)^2 - l^2}}{l} \right]$, переводящего первый квадрант плоскости (x, y) в полуполосу $u > 0, 0 < v < \pi$ плоскости (u, v) , вдоль каждой из сторон которой характер граничного условия одинаков. Полученное решение показывает, что при малых x ($l - x \gg a_B$) ход потенциала описывается формулой

$$\varphi(x, 0) = -\frac{V}{\pi} \left(2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{l^2 - x^2}}{x} + \frac{x}{l} \ln \frac{l - \sqrt{l^2 - x^2}}{l + \sqrt{l^2 - x^2}} \right). \quad (6)$$

Здесь

$$l = \frac{xV}{2\pi en_{s0}} = \frac{a_B eV}{2\varepsilon_F}, \quad (7)$$

т. е. ширина области полного обеднения пропорциональна контактной разности потенциалов V , а не \sqrt{V} , как в трехмерном случае. При $x \gg l$ снова приходим к формуле (5), но лишь с меньшим в 2 раза коэффициентом.

Из (5) видно, что полный заряд, а следовательно, и емкость C на единицу длины приконтактного слоя логарифмически расходятся. Расходимость уничтожается при учете экранирующего действия затвора МДП структуры или области обеднения в широкозонном слое гетероструктуры, находящихся на расстоянии d от 2МЭГ. При $d \gg l$

$$C = \frac{x}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{\pi} \ln \frac{d}{l} \right), \quad (8)$$

где первый член — емкость области полного обеднения $x < l$, а второй — вклад от «хвоста» потенциала (5). Заметим, что в отличие от трехмерного случая емкость контакта не зависит от V .

Для расчета ВАХ рассматриваемого контакта необходимо также знать коэффициенты квантово-механического отражения электронов R на границе двумерной и трехмерной систем. Если эта граница резкая по сравнению с длиной волны электрона λ , а также $\lambda \ll l$, то можно вычислить R , не учитывая приконтактный изгиб зон $\varphi(x)$. Общие принципы расчета и конкретные результаты для пленки в виде параболической потенциальной ямы приведены в [2]. Нами эта же задача решалась в модели бесконечно глубокой прямоугольной ямы шириной a . В обоих случаях для электрона 2МЭГ с энергией E коэффициент прохождения $(1-R) \sim \sqrt{(E-E_0)/E_0}$, где $E_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2ma^2$ — энергия низшего квантового уровня. При этом в рамках диодной теории линейная плотность тока при $eV \equiv e(V_0 - U) > \varepsilon_F$

$$j \sim \frac{emT^2 a}{\hbar^3} \exp\left(\frac{\varepsilon_F - eV_0}{T}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{T}\right) - 1 \right], \quad (9)$$

где U — внешнее смещение. Полученное выражение фактически совпадает с известной формулой Ричардсона. Этот результат отнюдь не тривиален. Иной вид плотности состояний в 2МЭГ изменил показатель степени у температуры в предэкспоненте ($T^{3/2}$ вместо T^2), однако это компенсировалось множителем $T^{1/2}$, связанным с корневой зависимостью $(1-R)$ от энергии. Для плавного перехода такая универсальность ВАХ может не сохраниться.

Таким образом, в 2МЭГ вблизи контакта образуется барьерный слой с нелинейными свойствами. В квантующем магнитном поле H параметры V_0 и l такого барьера (который может возникать и вблизи объемных неоднородностей в 2МЭГ) осциллирующим образом зависят от H . По-видимому, эти особенности 2МЭГ в условиях внешних наводок и являются ответственными за так называемые «нулевые осцилляции напряжения» [3] в структурах с 2МЭГ.

- [1] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
 [2] Krivan A. M., Ruden P. P. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 12. P. 8013—8020.
 [3] Сайдашев И. И., Савельев И. Г., Крепчук А. М. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. В. 2. С. 95—98.

Физико-технический институт
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР
 Ленинград

Получено 8.02.1989
 Принято к печати 14.02.1989

ФТП, том 23, вып. 6, 1989

ДИФфуЗИОННАЯ ДЛИНА В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ, ПОЛУЧЕННОМ ВАКУУМНЫМ ИСПАРЕНИЕМ

Алешин А. М., Задорожный Н. С., Коваленко В. Ф.,
 Краснов В. А., Сахаров В. А., Сушко Б. И.

Изучение физических свойств поликристаллического кремния представляет интерес в связи с постоянно увеличивающимися масштабами применения этого материала при изготовлении дискретных полупроводниковых приборов, интегральных схем, фотоэлектрических преобразователей энергии, систем отображения информации и т. п. [1, 2]. Актуальной проблемой использования поликристаллического кремния является разработка способов его получения, не оказывающих отрицательного влияния на окружающую среду.

В настоящем сообщении впервые приведены результаты изучения зависимости диффузионной длины неосновных неравновесных носителей заряда L от уровня легирования и химической природы легирующей примеси в эпитаксиальных слоях поликристаллического кремния n - и p -типа, полученных экологически чистым методом термического испарения в вакууме на подложки монокристаллического кремния p - и n -типа соответственно, ориентированные в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$. Толщина слоев составляла 7—350 мкм. Слои легировались алюминием ($1.4 \cdot 10^{16} \leq p \leq 4.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), галлием ($1.6 \cdot 10^{17} \leq p \leq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), мышьяком ($8.5 \cdot 10^{14} \leq n \leq 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Концентрацию основных носителей, их подвижность, удельное сопротивление в них измеряли методом Ван-дер-Пау. Значения удельного сопротивления, измеренные таким способом, соответствовали значениям этого параметра, определенного четырехзондовым методом. Распределение удельного сопротивления по толщине слоев, измеряемое четырехзондовым методом с использованием наклонных шлифов структур, было практически однородным, за исключением переходной области в слоях p -типа у границы слой—подложка, в которой наблюдалось незначительное (в 1.2—1.4 раза) уменьшение этого параметра. Протяженность переходной области увеличивалась от ~ 2.5 до ~ 10 мкм с ростом концентрации легирующей примеси в исследуемом интервале.

Структуру выращенных слоев устанавливали по виду лауэграмм и с помощью растрового электронного микроскопа. Слои имели мелкокристаллическую структуру с максимальным размером зерен, не превышающим 0.3 мкм. Размер зерен уменьшался по мере приближения к подложке, у которой он составлял ~ 0.01 — 0.05 мкм. В переходной области слоев у границы раздела слой—подложка наблюдались также участки аморфной структуры значительных размеров.

Диффузионную длину при 300 К определяли по наклону экспоненциальной зависимости фототока I_ϕ , наведенного лазерным зондом в p — n -структуре, от расстояния z до p — n -перехода при сканировании поверхности наклонного шлифа структур с углом наклона этой поверхности 10—20 угл. мин.