

ЭКСКЛЮЗИЯ И АККУМУЛЯЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

С.С. Болгов, В.К. Малютенко, В.И. Пипа,
А.П. Савченко

Контактные явления, такие как инжекция, эксклюзия, экстракция и аккумуляция подробно изучены на широкозонных полупроводниках. Хорошо известно их практическое использование. В узкозонных полупроводниках при комнатных и более высоких температурах эти явления проявляются значительно слабее либо вовсе не наблюдаются, поскольку высокая концентрация свободных носителей препятствует созданию эффективных запирающих и антизапирающих контактов. В настоящее время отсутствуют, например, приборы инжекционного типа из узкозонных материалов, работающие при высоких температурах. Поэтому проблема управления концентрацией носителей заряда в узкозонных полупроводниках с помощью контактных явлений остается актуальной и до сих пор не решенной.

Сложностей, связанных с созданием эффективных антизапирающих контактов в полупроводниках с высокой концентрацией собственных носителей, как показано в настоящей работе, можно избежать, используя варизонные структуры. На рис. 1, а показана модельная структура, состоящая из узкозонного полупроводника р-типа 1, варизонной области 2 и широкозонной — 3. Узкозонная и широкозонная области имеют омические контакты 4. Изменение ширины запрещенной зоны E_g и распределение концентрации носителей заряда вдоль структуры показаны на рис. 1, б и в. Концентрация легирующей полностью ионизированной примеси N_A постоянна по всей структуре и близка к концентрации n_i собственных носителей в узкозонной области. Таким образом, гомозонная и варизонная области имеют один тип проводимости. Причем, поскольку в варизонной области концентрация собственных носителей резко спадает с увеличением ширины запрещенной зоны $n_i \sim \exp(-E_g/2kT)$, то при условии $\Delta E_g \gg 2kT$ в области 3 выполняется условие сильного легирования $N_A \gg n_i$. Таким образом, в неоднородной структуре реализуется антизапирающий р-р⁺-переход: $p_0 \approx n_0$ в области 1 и $p_0 \gg n_0$ в области 3, где p_0 и n_0 — концентрации дырок и электронов в условиях равновесия.

При обратном включении р-р⁺-перехода, т. е. когда на р-область подано положительное смещение, неосновные носители (электроны) дрейфуют к левому омическому контакту и беспрепятственно покидают узкозонный полупроводник. Число электронов, попадающих в р-область, определяется концентрацией электронов в переходном слое (в широкозонной области их концентрация на несколько порядков может быть меньше, чем в узкозонной). Если скорость поступ-

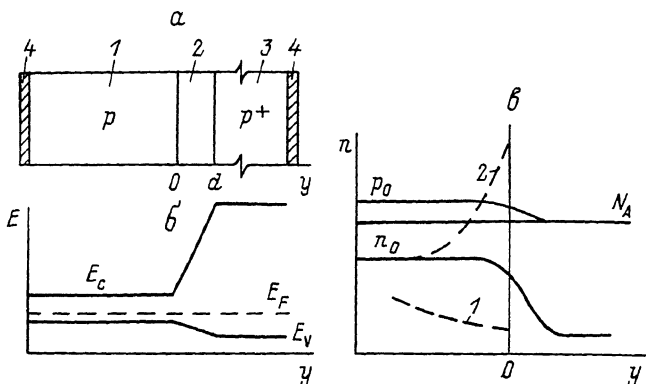


Рис. 1. а - схематическое изображение модельной структуры, б - энергетическая диаграмма, в - качественное распределение концентрации носителей заряда в структуре (1 - эксклюзия, 2 - аккумуляция).

ления электронов через $p-p^+$ -переход и скорость их термической генерации в объеме узкозонной p -области в сумме будет меньше скорости удаления их полем из p -области, то произойдет обеднение этой области неосновными носителями. В силу сохранения квазинейтральности соответственно уменьшается и концентрация основных носителей.

При прямом включении $p-p^+$ -перехода, т. е. когда на p -область подано отрицательное смещение, сильное встроенное электрическое поле в варизонной области препятствует прохождению электронов, т. е. носители в узкозонной области накапливаются на границе гомозонной и варизонной частей структуры. Рост концентрации будет лимитироваться высотой потенциального барьера, величиной электрического смещения и процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда. Следует отметить, что изменение подвижности носителей заряда в варизонной области в зависимости от состава полупроводника приводит к усилению эффектов эксклюзии и аккумуляции в описанных выше условиях.

Квазинейтральное распределение электронов $n(y) = p(y) - N_A$ в узкозонной части структуры описывается уравнением:

$$Dn'' + \mu En' = r - g, \quad (1)$$

где D - амбиполярный коэффициент диффузии, μ - амбиполярная подвижность, $E(y)$ - электрическое поле, которое выражается через n , n' и плотность полного тока $j = \text{const}$, r и g - скорости рекомбинации и генерации носителей соответственно.

Эффект эксклюзии описывается аналогично [1]. При сильном истощении $n \ll n_0$ вклад Оже-рекомбинации $\sim n^2 \rho$ и генерации $\sim nn_i^2$ пренебрежимо мал, т. е. $g - r \approx n_0 / \tau_0$ - скорость генерации

с примесей. Пренебрегая в (1) диффузионном членом и полагая $E = j \cdot [e(\mu_n n + \mu_p p)]^{-1}$, получим:

$$\frac{1}{(\mu_n + \mu_p)n + \mu_p N_A} - \frac{1}{(\mu_n + \mu_p)n(0) + \mu_p N_A} = \frac{e(\mu_p + \mu_n) \mu_p}{\tau_0 \mu_n N_A j} y. \quad (2)$$

Концентрацию электронов $n(0)$ в плоскости $y=0$ найдем, интегрируя уравнение непрерывности электронного тока $j_{ny}'/e = -n_0(y)/\tau_0$ по толщине переходного слоя. Для линейного закона изменения $E_g(y)$ при $\Delta E_g/kT \gg 1$ в случае сильного истощения $(\mu_n + \mu_p) \times n(0) \ll \mu_p N_A$ получим:

$$n(0) = \frac{e n_0(0) \mu_p N_A k T}{2 \tau_0 \mu_n \Delta E_g j}. \quad (3)$$

Эффект аккумуляции $n \approx p \gg N_A$ рассмотрим в собственном полупроводнике. В этом случае $\mu=0$, $D = const$, $r-g = n(n^2 - n_i^2)/2n_i^2 \tau_A$. Интегрируя (1) с учетом условия $n(-\infty) = n_i$, получим распределение

$$n(y) = n_i \operatorname{cth} \left(\xi_0 - \frac{y}{2L} \right), \quad (4)$$

где $\xi_0 = \operatorname{Arcth}(n(0)/n_i)$, $L = \sqrt{D\tau_A}$. В случае резкого переходного слоя $d \ll L$, $\Delta E_g/kT \gg 1$ постоянная $n(0)$ определяется из уравнения $j_n(0) = 0$. Получим:

$$\frac{n^2(0)}{n_i^2} = 1 + \frac{|j| L}{kT n_i \mu_p}. \quad (5)$$

Мощность люминесценции ΔP полупроводников с плавным распределением носителей тока (по сравнению с характерным значением обратного коэффициента поглощения света) определяется соотношением $\Delta P = P_0 (np/n_i^2 - 1)$ [2], где P_0 - мощность равновесного излучения в спектральной области зона-зонных переходов. При эксклюзии $np/n_i^2 \sim n$, т. е. с учетом (3), ΔP приближается к предельному значению $-P_0$ по закону j^{-1} . При аккумуляции $np/n_i^2 \sim n^2$, т. е. в режиме сильного обогащения, мощность люминесценции $\Delta P \sim j$.

Исследования проводились при $T=295-350$ К на образцах, представляющих собой эпитаксиальные пленки $Cd_x Hg_{1-x} Te$ с $x=0.18-0.28$, выращенные на широкозонной подложке $CdTe$. Толщина гомозонной пленки составляла 30 мкм. Между пленкой и подложкой находился варизонный переходной слой толщиной 5 мкм. Концентрация акцепторов в эпитаксиальных слоях составляла $\approx 10^{16}$ см $^{-3}$. Образцы имели форму пластины 2x5 мм. Омические контакты наносились на поверхность пленки и подложки. Контакты закрывали

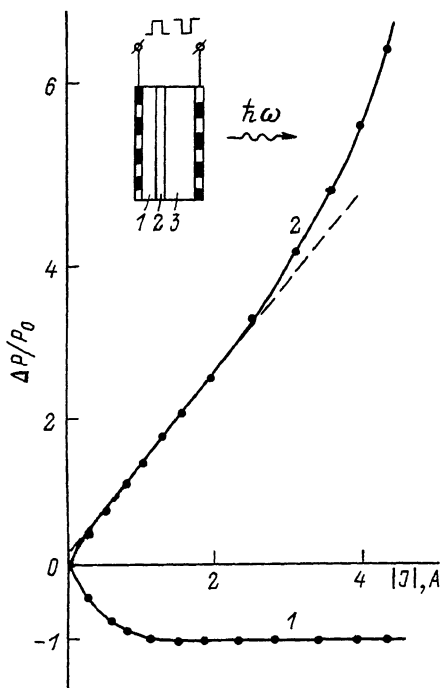


Рис. 2. Зависимость мощности люминесценции эпитаксиальных пленок $Cd_{0.23}Hg_{0.77}Te$ от тока в структуре при $T=295$ К. 1 - отрицательная люминесценция, 2 - положительная люминесценция. На вставке - схема эксперимента.

только часть поверхности. Форма образца и расположение контактов показаны на вставке к рис. 2.

Измерялись вольт-амперные характеристики и рекомбинационное излучение с обеих широких граней образца, на которые наносились контакты. Вольт-амперные характеристики имели сублинейный и сверхлинейный характер при подаче на контакт, расположенный на пленке, соответственно положительного либо отрицательного смещения. Более информативными оказались исследования рекомбинационного излучения. В этом случае широкозонная подложка представляла собой прозрачное окно для длин волн, больших 0.8 мкм, и пропускало излучение из узкозонной и варизонной частей структуры. Это позволяло следить за изменением концентрации носителей заряда в интересующей нас части образца. Излучение фиксировалось охлажденным до 78 К фотоприемником $Ge \langle Au \rangle$ с окном из Ge ,

отрезающим излучение с $\lambda < 1,4$ мкм. Таким образом, возможное излучение широкозонной подложки не фиксировалось.

Токовые зависимости рекомбинационного излучения, наблюдаемого со стороны подложки, показаны на рис. 2. Кривая 1 соответствует эксклюзии, кривая 2 – аккумуляции. При эксклюзии наблюдается отрицательная люминесценция, при аккумуляции – положительная. В [2, 3] было показано, что отрицательная зона-зонная люминесценция, возникает при дефиците носителей заряда в кристалле по сравнению с равновесной концентрацией $nr < n_i^2$ и в случае оптически толстых кристаллов однозначно указывает наличие области истощения вблизи излучающей грани. Аналогично, возгорание обычной, положительной люминесценции – на увеличение концентрации носителей $nr > n_i^2$ в области кристалла, из которой выходит излучение.

Наблюдение отрицательной и положительной люминесценции со стороны подложки и пленки на длинах волн, соответствующих зона-зонным переходам узкозонной области структуры, доказывает, что происходит истощение и обогащение узкозонной пленки.

При больших значениях электрического смещения в прямом направлении наблюдалось резкое повышение интенсивности положительной люминесценции и удлинение фронта нарастания и спада импульса излучения, а также сдвиг спектра люминесценции в коротковолновую область. Это объясняется инжекцией носителей заряда в широкозонную часть варизонной структуры, где время жизни ни имеет большого значения.

Таким образом, продемонстрирована возможность управления концентрацией носителей заряда в узкозонных полупроводниках при высоких температурах. Полученные результаты могут служить основой для создания нового класса полупроводниковых приборов. Этой теме будет посвящено отдельное сообщение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] A r o n o v D.A., K n i g i n P.I., K o r o b - l e v Yu.S., R u b i n o v V.V. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. V. 81. N 11. P. 11-45.
- [2] Б о л г о в С.С., М а л ю т е н к о В.К., П и п а В.И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 23. С. 1444-1447.
- [3] И в а н о в - О м с к и й В.И., К о л о м и е ц Б.Т., С м и р - н о в В.А. // ДАН СССР. 1965. Т. 161. № 6. С. 1308-1309.

Институт полупроводников
АН УССР

Поступило в Редакцию
10 февраля 1989 г.