

ность потенциалов не более 1.5 В. В обратной ветви ток на этом уровне достигается при смещении около 3 В. Следовательно, на пленку сульфида свинца (на слой объемного заряда и квазинейтральный слой) приходится свыше 1.5 В. Для пленки узкозонного полупроводника с квазиравновесным заполнением носителями такое смещение представляется нереально высоким.

Равновесный изгиб зон в сульфиде свинца (рис. 1) близок к потенциалу инверсии. Обратное смещение на контакте по своему размаху обеспечивает формирование в пленке потенциала глубокой инверсии и значительно более высоких диффузионных потенциалов. В этих условиях высокое сопротивление собственно пленки сульфида свинца (при отсутствии заметного влияния фоторезистивного эффекта на ВАХ) можно объяснить, предположив стационарное неравновесное обеднение пленки сульфида свинца за счет стока электронов через слой несовершенного диэлектрика (ранее такое предположение было использовано для объяснения свойств высокоомной структуры сульфид свинца — кремний [9]). В результате обратная ветвь ВАХ определяется сопротивлением окисного слоя и сопротивлением неравновесно обедненной пленки сульфида свинца.

Фотоответ контакта по спектральному распределению близок к фотоответу пленочного фоторезистора. Кинетика фотоответа подтверждает предположение о формировании неравновесного обеднения в пленке сульфида свинца: время фотоответа составляет около 5 мкс. Столь высокое быстродействие характерно для фотодиодного режима регистрации излучения и почти на 2 порядка превосходит быстродействие фоторезистора.

Л и т е р а т у р а

- [1] Земел Дж. Н. — В кн.: Поверхностные свойства твердых тел / Под ред. М. Грина. М., 1972, с. 317—428.
- [2] Марков М. Н. Приемники инфракрасного излучения. М., 1969. 168 с.
- [3] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.
- [4] Бакуева Л. Г., Зубкова Т. И., Ильин В. И. — ФТП, 1979, т. 13, в. 2, с. 345—347.
- [5] Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И., Пархоменко Ю. Н., Меньшиков О. Д. — Поверхность, 1987, № 11, с. 90—95.
- [6] Зайкин Ю. В., Олоновский А. Н., Зломанов В. П., Зарифьянц Ю. А. — ЖНХ, 1977, т. 22, в. 8, с. 2073—2074.
- [7] Зайкин Ю. В., Зарифьянц Ю. А., Зломанов В. П. — Изв. вузов СССР, Физика, 1976, № 2 (165), с. 75—79.
- [8] Panayotatos P., Card H. C. — IEE Proc. Sol. St. Electron. Dev., 1980, v. 127, pt 1, N 6, p. 308—311.
- [9] Бакуева Д. Г., Ильин В. И., Мусихин С. Ф. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 332—335.

Ленинградский
политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получено 12.02.1988
Принято к печати 3.03 1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

N-ОДП ПРИ ПИНЧ-ЭФФЕКТЕ В НЕСОБСТВЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Малютенко В. К., Малозовский Ю. М.

Отрицательная дифференциальная проводимость N-типа (N-ОДП) при магнитоконцентрационном эффекте (МКЭ) обнаружена и исследована сравнительно недавно [1, 2]. N-ОДП в таких условиях возникает, если исходная проводимость определяется высокоподвижными неосновными носителями тока ($u_n n_0 > u_p p_0$, p-тип), а поперечный вынос носителей (под действием скрещенных E и H полей) формирует в кристалле области истощения и обогащения, причем ток в истощенной области убывает быстрее, чем возрастает в обогащенной.

Область существования N -ОДП на вольтамперной характеристике (ВАХ) определяется степенью несобственности материала, отношением подвижностей u_n/u_p , а также скоростью рекомбинации носителей тока на поверхности и в объеме кристалла [3]. Если магнитное поле в кристалле создается протекающим через него сильным током (в отличие от МКЭ, где магнитное поле приложено извне), то в результате сжатия электронно-дырочной плазмы в кристалле этим полем (пинч-эффект) на ВАХ можно ожидать в таких условиях появления N -ОДП. В настоящей работе мы сообщаем результаты рассмотрения N -ОДП в условиях пинч-эффекта.

Количественное рассмотрение проведено для однородного с существенно различными подвижностями электронов и дырок ($u_n \gg u_p$) полупроводника p -типа ($p_0 \gg n_0$) в форме пластины, ограниченной в y -направлении ($-d \leq y \leq d$, $L_{x,z} \gg 2d$), полный ток направлен в z -направлении. В предположении, что в объеме кристалла одновременно реализуются квадратичная и кубическая рекомбинации (например, междузонные излучательная и Оже) с временами жизни носителей для малых отклонений от равновесия τ_R и τ_A соответственно, решались уравнения Максвелла и непрерывности для электронов и дырок в приближении квазинейтральности ($p=n+N$, где $N=p_0-n_0$ — концентрация нескомпенсированных акцепторов). Рассматривался случай, когда широкие грани пластины обработаны симметрично и характеризуются значениями скорости поверхностной генерации-рекомбинации, равными s . Пространственное распределение электронов $n(y)$ в этом случае симметрично относительно плоскости $y=0$, поэтому ограничимся далее рассмотрением области $0 \leq y \leq d$.

В указанных выше приближениях система уравнений, включающая уравнения непрерывности и Максвелла, сводится к виду

$$\frac{d}{d\xi} \left[\frac{\nu + \nu_p/2}{\nu + b_p \nu_p} \frac{d\nu}{d\xi} + \varepsilon^2 \beta^2 h(\xi) \nu \frac{\nu + \nu_p}{\nu + b_p \nu_p} - \right] \frac{\nu(\nu + \nu_p) - (1 + \nu_p)}{2 + \nu_p} (\beta_R^2 + \beta_A^2) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dh}{d\xi} = \nu + b_p \nu_p$$

с граничными условиями

$$\frac{d\nu}{d\xi} + \varepsilon^2 \beta^2 h(\xi) \nu \frac{\nu + \nu_p}{\nu + \nu_p/2} = 0, \quad h(0) = 0, \quad \xi = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\nu + \nu_p/2}{\nu + b_p \nu_p} \frac{d\nu}{d\xi} + \varepsilon^2 \beta^2 h(\xi) \nu \frac{\nu + \nu_p}{\nu + b_p \nu_p} = -S\beta(\nu - 1), \quad \xi = 1.$$

В безразмерных уравнениях (1), (2) введены обозначения

$$\xi = \frac{y}{d}, \quad \nu(\xi) = \frac{n(y)}{n_0}, \quad \nu_p = \frac{N}{n_0}, \quad b_p = \frac{u_p}{u_n + u_p}, \quad \beta_{R,A} = \frac{d}{\sqrt{D\tau_{R,A}}} = \frac{d}{L_{R,A}},$$

$$D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}, \quad D_{n,p} = \frac{T}{e} u_{n,p}, \quad S = \frac{sL_d}{D}, \quad L_d^{-2} = L_A^{-2} + L_R^{-2}, \quad \beta^2 = \beta_A^2 + \beta_R^2, \quad (3)$$

$$h(\xi) = \frac{cH_x(y)}{4\pi e(u_n + u_p)n_0 E_x d}, \quad \varepsilon = \frac{E_x}{E_0}, \quad E_0 = \frac{c}{eL_d(u_n + u_p)} \sqrt{\frac{T}{2\pi n_0}},$$

представляющие собой безразмерные координату ξ , локальную $\nu(\xi)$ и примесную ν_p концентрации неосновных носителей, отношение подвижностей b_p , толщину β , скорость поверхностной рекомбинации S , собственное магнитное поле тока $h(\xi)$, продольное электрическое поле ε , остальные обозначения общеизвестны.

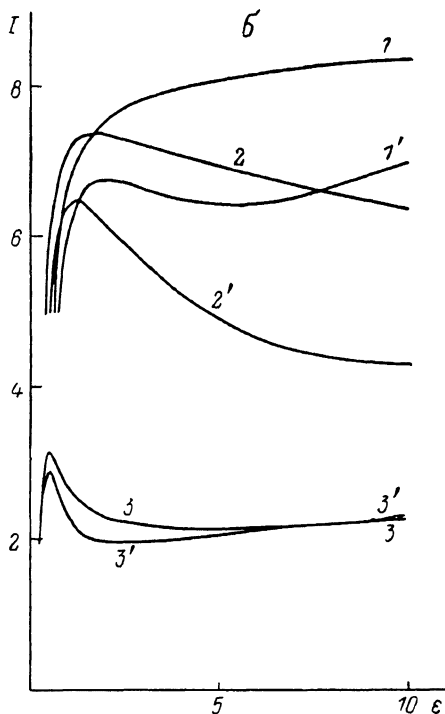
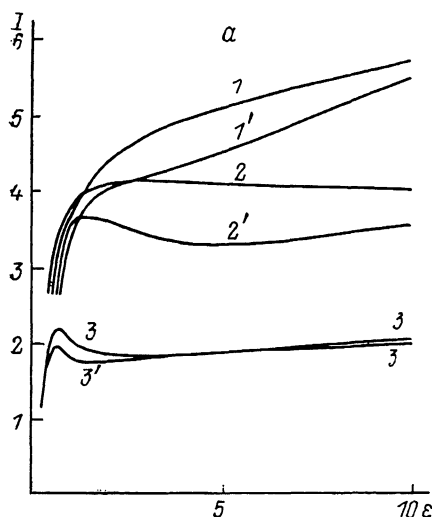
Средняя по сечению кристалла плотность тока равна

$$\bar{j} = \frac{1}{d} \int_0^d j_x(y) dy = en_0 E_0 (u_n + u_p) I(\varepsilon)/\beta, \quad (4)$$

где

$$I(\epsilon) = \epsilon\beta \int_0^1 (\nu + b_p \nu_p) d\xi = \epsilon\beta h(1). \quad (5)$$

Величину I будем называть безразмерным полным током, а зависимость $I(\epsilon)$ — вольтамперной характеристикой. Решение уравнений (1), (2), полученное с помощью ЭВМ, представлено на рисунке, а, б. Как показал анализ уравнений (1), (2), влияние на ВАХ S несущественно в случае выполнения критерия $S \ll \beta_R^2/2\beta$, что соответствует в размерных величинах условию $s \ll \ll d/2\tau_R$. Поэтому расчет ВАХ кристалла проводился для случая $S=0$. На рисунке, а, б кристаллы различаются уровнем легирования ($\nu_p = N/n_0$), толщиной



Влияние механизма рекомбинации и степени собственности материала ν_p на ВАХ кристаллов с $b_p=0.01$, $\beta \approx 5$ в условиях пинч-эффекта.

а) ν_p : 1—3 — 0.02, 1'—3' — 0.1; 1, 1' — квадратичная рекомбинация ($\beta_R=5$, $\beta_A=0$), 2, 2' — квадратичная и кубическая рекомбинации равновероятны ($\beta_R=\beta_A=5$), 3, 3' — кубическая рекомбинация ($\beta_R=5$, $\beta_A=1.12$); б) $\beta=10$; β_R : 1, 1', 2, 2' — 10, 3, 3' — 2.24; β_A : 1, 1' — 0, 2, 2', 3, 3' — 10.

($\beta = d/L_d$), а также степенью нелинейности рекомбинации носителей тока (β_R/β_A). Из рисунка, а, б видно, что при определенных параметрах кристалла ВАХ имеет N -образный вид. Особенности участков N -ОДП на ВАХ в рассмотренной модели заключаются в следующем. Из рисунка, а видно, что участок N -ОДП с увеличением степени нелинейности рекомбинации (β_A/β_R) сдвигается в область меньших электрических полей ϵ , а с ростом степени собственности материала ν_p^{-1} сдвигается в сторону больших полей ϵ . Особенно заметны эти тенденции при сравнении кривых 2, 2' и 3, 3'. Более выразительное проявление области N -ОДП при нелинейной рекомбинации демонстрируют также ВАХ на рисунке, б, рассчитанные для кристалла большей толщины. При сравнении а и б прослеживаются тенденции к сдвигу области N -ОДП в сторону больших электрических полей ϵ с ростом степени собственности материала ν_p^{-1} и толщины кристалла β . Еще одна особенность проявления нелинейной рекомбинации заключается в сужении области N -ОДП (различие между ϵ_{\max} и ϵ_{\min}) по шкале полей с ростом степени нелинейности. В случае собственного полу-

проводника ($v_p=0$, $N=0$), как показал численный счет, N -ОДП на ВАХ отсутствует (см. рисунок, a , b , кривые I , $v_p=0.02$). Необходимо также отметить, что N -ОДП имеет место для кристаллов, толщина которых значительно больше биполярной диффузионной длины ($\beta=d/L_d \geq 5 \div 10$). Как показали оценки, экспериментальное наблюдение N -ОДП в рассмотренной модели может быть проведено на InSb при таких параметрах: $T=300$ К, $p_0 \simeq n_i = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, $N/n_0 \simeq 0.1$, $u_n = 7.7 \cdot 10^4$ см 2 /В·с, $u_p = 800$ см 2 /В·с, $\tau_R = 5 \cdot 10^{-7}$ с, $\tau_A = 3 \cdot 10^{-8}$ с, размеры кристалла $l \times t \times 2d = 0.5 \times 0.15 \times 0.02$ см. Для кристаллов InSb с такими параметрами начала N -ОДП на ВАХ следует ожидать при электрических полях $E \geq 170$ В/см и средних плотностях тока $j \simeq 5 \cdot 10^3$ А/см 2 . Указанные значения электрического поля и плотности тока могут быть легко достижимы в реальных условиях. Природа N -ОДП в рассмотренной модели заключается в проявлении нелокального механизма ее возникновения в отличие от известных локальных механизмов (рекомбинационного, междолинного — эффекта Ганна) и по сути близка к N -ОДП, возникающей при магнитокоцентрационном эффекте [3].

В заключение отметим, что падающая зависимость тока от электрического поля в условиях пинч-эффекта в собственных полупроводниках ($n=p$) теоретически была предсказана в [4]. ОДП возникала в кристаллах цилиндрической формы, в геометрии пластины указанная особенность отсутствовала. Для наблюдения эффекта необходимо было использовать кристаллы, диаметр которых меньше диффузионной длины (например, для InSb при $T=300$ К $L_d \simeq 10^{-3}$ см), и средние плотности тока $j \simeq 10^5$ А/см 2 .

Таким образом, приведенные результаты, по нашему мнению, свидетельствуют о возможности в несобственных полупроводниках возникновения N -образных ВАХ, обусловленных пинч-эффектом.

Л и т е р а т у р а

- [1] Грибников Э. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, в. 2, с. 290—294.
- [2] Аюпян А. А., Грибников Э. С., Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1979, т. 13, в. 11, с. 2111—2119.
- [3] Гуга К. Ю., Малозовский Ю. М., Малютенко В. К. — ФТП, 1982, т. 16, в. 10, с. 1858—1861.
- [4] Бойко И. И., Владимиров В. В. — Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, в. 1, с. 173—175.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 11.05.1986
Принято к печати 11.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛИЗАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ОБОГАЩЕННОМ СЛОЕ НА ПОВЕРХНОСТИ УЗКОЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Кучма А. Е., Свердлов В. А.

Одним из основных источников специфических особенностей квантовых явлений в поверхностных слоях узкощелевых полупроводников является сильная непараболичность зоны проводимости. Так, например, непараболичность приводит к зависимости плотности состояний электронов не только от энергетического положения дна двумерных подзон, но и от энергии относительно дна подзоны.

Энергетический спектр квазидвумерных электронов в поверхностном слое определяется зависимостями $E_i(p_i)$, где i — номер двумерной подзоны, p_i —