

- [1] Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М., 1967. 244 с.
 [2] Регель А. Р., Глазов В. М., Ким С. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1353—1376.
 [3] Глазов В. М., Ким С. Г., Сулейменов Т. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 1943—1947.
 [4] Гитис М. Б., Михайлов И. Г., Ниязов С. // Акуст. ж. 1968. Т. 14. В. 1. С. 57—61.
 [5] Регель А. Р., Глазов В. М. Закономерности формирования структуры электронных расплавов. М., 1982. 320 с.
 [6] Гитис М. Б., Михайлов И. Г. // Акуст. ж. 1966. Т. 12. В. 2. С. 145—159.
 [7] Глазов В. М., Ким С. Г. // ТВТ. 1987. Т. 25. В. 5. С. 900—907.

Московский институт электронной техники

Получено 22.07.1988
 Принято к печати 28.07.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В МДП СТРУКТУРАХ ИЗ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ p -ТИПА

Пономаренко В. П., Салмин Е. А., Стафеев В. И., Шиманский И. В.

Поверхностная подвижность неосновных носителей в твердых растворах теллуридов кадмия—ртути практически не исследована. Опубликовано всего несколько сообщений, где приводятся лишь значения эффективной поверхностной подвижности электронов в МДП структурах из p -КРТ при температуре жидкого азота [1-4].

В настоящей работе приведены результаты исследования подвижности в приповерхностном инверсионном канале МДП структур на основе p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x \approx 0.3$.

Эффективная поверхностная подвижность электронов μ_n^* вычислялась из измерений удельной крутизны g^* полевых n -канальных МДП или МТДП транзисторов [5, 6] на линейном участке выходных характеристик по формуле [7]

$$\mu_n^* = Lg^*/ZC_i, \quad (1)$$

где L — длина затвора транзистора, Z — его ширина, C_i — удельная емкость диэлектрика МДП структуры затвора.

Значения поперечного электрического поля в приповерхностной области полупроводника E_x вычислялись из уравнений [7]

$$\epsilon_s E_x = \epsilon_i E_x, \quad (2)$$

$$E_x = (U_G' - U_{FB} - \varphi_s)/d_i, \quad (3)$$

из которых

$$E_x = \frac{\epsilon_i}{d_i \epsilon_s} (U_G - U_{FB} - \varphi_{inv}), \quad (4)$$

где ϵ_s , ϵ_i — диэлектрические проницаемости КРТ и подзатворного диэлектрика, E_x — поперечное электрическое поле в диэлектрике, U_G — напряжение на затворе МДП структуры, U_{FB} — напряжение плоских зон, равное -0.7 В, φ_s — поверхностный потенциал, d_i — толщина диэлектрика, φ_{inv} — потенциал инверсии. В области глубокой инверсии поверхностный потенциал не зависит от U_G и $\varphi_s = \varphi_{inv}$.

Транзисторы были изготовлены на подложках p -КРТ с концентрацией дырок $p_0 = (3 \div 8) \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и подвижностью $\mu_p = 400 \div 500$ см 2 /В·с при 77 К. В МДП транзисторах в качестве стока и истока использовались n^+ - p -переходы, полученные ионной имплантацией Be^+ . Сток и исток в МТДП транзисторах представляли собой диоды Шоттки с промежуточным туннельно-прозрачным слоем

Al_2O_3 толщиной $3\div 5$ нм. В качестве контактного металла использован хром. При изготовлении МДП структур затворов транзисторов использовался Al_2O_3 , металлургическим электродом служил Ni или Al. В использованных структурах $d_i = 0.1\div 0.18$ мкм, $L = 60$ мкм, $Z = 280$ мкм, $C_i = (1\div 2) \cdot 10^{-8}$ Ф/см², $\varphi_{\text{inv}} \approx 0.2$ В, $\epsilon_s = 17$, $\epsilon_i = 7.5$.

Плотность поверхностных состояний N_{ss} на границе раздела Al_2O_3 — p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ между потолком валентной зоны и серединой запрещенной зоны, рассчитанная из вольт-фарадных характеристик затвора, составляет $(1\div 3) \times 10^{11}$ эВ⁻¹.см⁻².

Рассчитанная по методике [8] из экспериментальных значений крутизны выходных характеристик транзисторов в подпороговой области величина N_{ss} вблизи дна зоны проводимости равна $7 \cdot 10^{12}$ эВ⁻¹.см⁻² и почти на порядок выше, чем у середины запрещенной зоны. Эти значения близки к полученным для по-

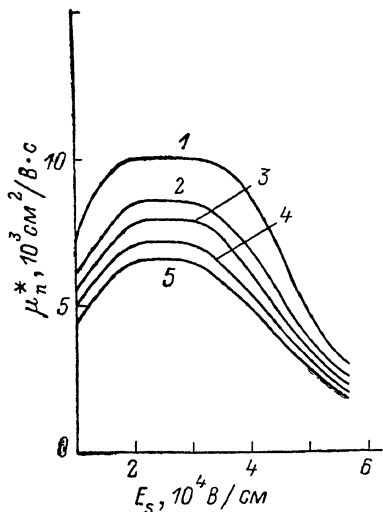


Рис. 1. Зависимости поверхностной подвижности электронов μ_n^* от поперечного электрического поля E_s для нескольких температур в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x = 0.28$.

T , К: 1 — 80, 2 — 90, 3 — 100, 4 — 110, 5 — 120.

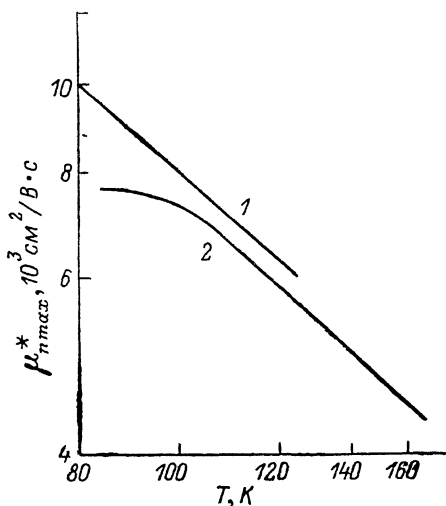


Рис. 2. Зависимости максимальной поверхностной подвижности $\mu_n^*_{\text{max}}$ от температуры для двух образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в поле $E_s = 2 \cdot 10^4$ В/см.

x : 1 — 0.28, 2 — 0.32.

верхности КРТ, пассивированной собственным анодным окислом с последующим нанесением ZnS [9].

Плотность положительного встроенного заряда $(3\div 6) \cdot 10^{10}$ см⁻², плотность медленных поверхностных состояний $\sim 10^{10}$ см⁻².

Зависимости поверхностной подвижности электронов μ_n^* от поперечного электрического поля в приповерхностной области полупроводника МДП структуры затвора E_s для различных температур показаны на рис. 1.

Во всем исследованном интервале температур $80\div 120$ К на зависимостях $\mu_n^*(E_s)$ наблюдаются три характерных участка. В области слабых полей $E_s \leq 10^4$ В/см подвижность μ_n^* монотонно возрастает с полем. Для полей $(2\div 3) \times 10^4$ В/см она достигает максимального значения $\mu_{n\text{max}}^*$ и слабо зависит от E_s . При 80 К $\mu_{n\text{max}}^* \approx 10^4$ см²/В·с и в 2—5 раз меньше объемного значения в n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ того же состава [10]. В области полей $E_s > 3 \cdot 10^4$ В/см подвижность μ_n^* убывает пропорционально второй степени напряженности поля: $\mu_n^* \sim E_s^{-2}$. При $E_s \approx 5 \cdot 10^4$ В/см μ_n^* в 3—4 раза меньше $\mu_{n\text{max}}^*$.

С ростом температуры $\mu_{n\text{max}}^*$ убывает по степенному закону T^α , причем показатель степени α близок к -1 (рис. 2).

Для невырожденного электронного газа в отсутствие квантования толщина слоя области пространственного заряда (ОПЗ), где находится большая часть носителей, равна [8]

$$l_n = kT/qE_s. \quad (5)$$

Для исследованной области E_s и T $l_n = 1 \div 10$ нм.

Длина волны электрона

$$\lambda_n = \hbar / (m_n^* kT)^{1/2}, \quad (6)$$

где m_n^* — эффективная масса в зоне проводимости у поверхности.

В работе [11] показано, что для электронов эффективные массы в объеме и у поверхности КРТ с $x = 0.2 \div 0.3$ практически не различаются, и можно принять $m_n^* = 0.02 m_0$. Тогда из формулы (6) следует, что $\lambda_n = 20 \div 25$ нм.

Поскольку длина волны электрона превышает толщину ОПЗ, в узкой потенциальной яме у поверхности могут реализоваться размерные квантовые эффекты. Действительно, для проявления квантования необходимо, чтобы

$$E_0 > kT, \quad (7)$$

$$\Delta E_0 < E_0, \quad (8)$$

где E_0 — энергия нижнего квантового уровня, ΔE_0 — величина размытия из-за рассеяния электронов, равная $\hbar q / m_n^* \mu_n^*$.

В простейшем случае, когда потенциал ОПЗ линейно меняется в глубь полупроводника [$\varphi(Z) = -\bar{E}_s Z$, \bar{E}_s — некоторая не зависящая от Z эффективная напряженность], соответствующие величины энергий можно оценить из выражения [12]

$$E_i \simeq (\hbar/2m_n^*)^{1/2} [3/2\pi q \bar{E}_s (i + 3/4)]_{i=0,1}^{2/3} \dots \quad (9)$$

Полагая $\bar{E}_s \sim 3 \cdot 10^4$ В/см, получим $E_0 \sim 60$, $E_1 \approx 100$, $\Delta E_0 = 10 \div 15$ мэВ. Таким образом, условия (7), (8) выполняются достаточно строго. Кроме того, поскольку $E_1 - E_0 \gg kT$, можно считать, что все электроны принадлежат нижней подзоне. Это означает, что в условиях эксперимента весь газ электронов в ОПЗ можно считать двумерным (электрический квантовый предел).

Двумерное движение носителей, возникающее в узком приповерхностном канале в силу квантования, позволяет качественно интерпретировать наблюдаемые зависимости $\mu_n^*(E_s, T)$.

В КРТ с $x \sim 0.3$ в интервале температур $80 \div 150$ К преобладает фоновый механизм рассеяния электронов в объеме и $\mu_n \sim T^{-3/2}$ [10]. Полагая, что поверхностные фононы не отличаются от фононов в объеме, для поверхностной подвижности в электрическом квантовом пределе можно записать

$$\mu_n^* \sim T^{-1} \Gamma_n^{-1/2}, \quad (10)$$

где Γ_n — поверхностная концентрация электронов в основном состоянии, пропорциональная E_s . Из-за влияния более высоких подзон реальные зависимости $\mu_n^*(E_s, T)$ имеют вид [12]

$$\mu_n^* \sim T^{-(1 \div 1.5)} E_s^{-(1/2 \div 1/3)}. \quad (11)$$

Как видно из рис. 1 и 2, в области полей $(2 \div 3) \cdot 10^4$ В/см ход μ_n^* в пределах точности эксперимента описывается зависимостью (11).

С увеличением напряженности поля $E_s \geq 3 \cdot 10^4$ В/см толщина канала еще более уменьшается и начинает доминировать рассеяние на микрошероховатостях поверхности, причем зависимость $\mu_n^*(E_s)$ очень резкая: $\mu_n^* \sim E_s^{-2}$ [12].

В области слабой инверсии ($E_s < 10^4$ В/см), когда концентрация электронов в канале сравнима с концентрацией дырок в объеме, μ_n^* определяется в основном захватом электронов поверхностными состояниями на границе раздела диэлектрик—полупроводник.

Л и т е р а т у р а

- [1] Kolodny A., Schacham-Diamand J., Kidron I. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 3. P. 591—595.
- [2] Nemirovsky Y., Margalit S., Kidron I. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 6. P. 466—468.
- [3] Schiebel R. A. // Proc. IEDM (Washington). 1983. P. 711—714.
- [4] Williams J. M., Gertner E. R. // Electron. Lett. 1980. V. 16. N 22. P. 839—840.
- [5] Пономаренко В. П., Шиманский И. В., Стафеев В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 62—65.

- [6] Салмин Е. А., Пономаренко В. П., Стафеев В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1142—1144.
- [7] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 408 с.
- [8] Grove A. S., Fitzgerald R. // Sol. St. Electron. 1966. V. 9. P. 783—806.
- [9] Leonard W. F., Michael M. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 1450—1456.
- [10] Бовина Л. А., Стафеев В. И. Узкозонные твердые растворы. М., 1986. 320 с.
- [11] Яфясов А. М., Божевольнов В. Б., Перепелкин А. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 633—637.
- [12] Литовченко В. Г., Добровольский В. Н. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1985. 191 с.

Получено 27.04.1988
Принято к печати 2.09.1988

ФТП, том 23, вып. 1, 1989

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ЛИНИИ ФОТОТЕРМИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННОМ СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Барановский С. Д., Шкловский Б. И.

В экспериментах по фототермической магнитоспектроскопии мелких примесей в слабо легированных полупроводниках неоднократно наблюдалось значительное уширение спектральных линий с увеличением температуры в тех случаях, когда ширина линии обусловлена влиянием электрических полей заряженных доноров и акцепторов [^{1, 2}]. Такое изменение ширины линии с температурой вызвано изменением характера распределения электронов по примесям [^{1, 2}]. При низких T взаимное расположение заряженных и нейтральных примесей в пространстве коррелировано благодаря кулоновскому взаимодействию между зарядами. Эта корреляция приводит к сильному экранированию электрических полей [³]. При повышении T распределение электронов по примесям приближается к случайному, корреляция ослабевает и возрастают характерные значения электрических полей, что приводит к значительному уширению спектральных линий. Особенно ярко этот эффект должен проявляться в слабо компенсированных образцах [²]. Далее для случая слабой компенсации теоретически вычисляется температурная зависимость ширины спектральной линии.

Для определенности рассмотрим полупроводник n -типа с концентрацией доноров N_D и акцепторов $N_A = KN_D \ll N_D$ (K — степень компенсации).

Первая попытка вычисления температурной зависимости ширины линии была предпринята в [¹]. Основная идея этой работы состоит в следующем. При $T=0$ почти каждый акцептор ионизует ближайший к нему донор, т. е. почти все заряды сгруппированы в диполи типа акцептор—ближайший донор. Пусть энергетическая полуширина спектральной линии на полувысоте в этом случае ($T=0$) равна σ_0 . По мере роста T дырки отрываются от акцепторов и располагаются относительно них в пространстве случайно. Пусть энергетическая полуширина линии на полувысоте при высокой T , когда все дырки оторвались от акцепторов, равна σ_∞ . При промежуточных температурах полуширина линии на полувысоте $\sigma(T)$ представлена в [¹] интерполяционной формулой

$$\sigma(T) = \sigma_0 + (\sigma_\infty - \sigma_0) n(T), \quad (1)$$

где $n(T)$ — доля дырок, оторвавшихся от акцепторов при температуре T . Величины σ_0 и σ_∞ использовались в [¹] как подгоночные параметры, а $n(T)$ рассчитывалась теоретически. Этот расчет был, на наш взгляд, проведен неверно, и в результате получена неправильная зависимость $n(T)$. В [¹] предполагалось,