

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ПОЛЯ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ОБЪЕМНЫМИ ЛОВУШКАМИ

И.А. Карпович, А.Н. Калинин

(Горький)

Развитие пленочной электроники в последние годы [1] стимулировало интерес к поверхностным свойствам поликристаллических слоев полупроводников типа CdS , которые широко используются в разработках пленочных полевых триодов (ППТ) и других электронных и фотоэлектронных приборов (диодах, фотосопротивлениях и др.). Исследование поверхностных свойств этих полупроводников осложняется отсутствием достаточно развитой теории поверхностных свойств полупроводников с большой шириной запрещенной зоны. Имеющаяся в настоящее время теория развита применительно к полупроводникам типа германия, и в ней не учитывается ряд особенностей полупроводников типа CdS .

Важной особенностью этих полупроводников (особенно в тонких слоях) является высокая плотность объемных ловушек (центров прилипания и центров рекомбинации), которые должны учитываться при рассмотрении электронных процессов на их поверхности [2-4].

В настоящей работе исследовано влияние объемных ловушек (центров прилипания и центров рекомбинации) на эффективную подвижность в эффекте поля в темноте и в условиях фотовозбуждения. Наряду с дискретным энергетическим спектром уровней при-

липания рассматриваются и некоторые квазинепрерывные распределения уровней по энергии, поскольку предположения о таком распределении неоднократно использовались для объяснения некоторых особенностей фотоэлектрических явлений и поведения тока, ограниченного пространственным зарядом в полупроводниках типа CdS [5,6].

Постановка задачи

Рассмотрим стационарное состояние поверхности невырожденного полупроводника n -типа, толщина которого значительно превышает глубину экранирования. Концентрации свободных электронов и дырок в слое пространственного заряда могут быть записаны в виде

$$n = n_0 e^y \quad \text{и} \quad p = p_0 e^{-y}, \quad (I)$$

где y - изгиб зон в единицах $\frac{kT}{q}$ на расстоянии x от поверхности, n_0 и p_0 - концентрации электронов и дырок в объеме полупроводников.

Сделаем следующие предположения относительно объемных ловушек:

1. Центры прилипания являются центрами акцепторного типа, т.е. в незаполненном состоянии они нейтральны, а в заполненном состоянии - отрицательно заряжены. Наряду с дискретным моноэнергетическим спектром рассмотрим два случая квазинепрерывного распределения уровней прилипания по энергии: экспоненциальное и равномерное [5,6].

Функции плотности состояний для дискретного, экспоненциального и равномерного распределений имеют вид:

$$\begin{aligned} g_1(E) &= N_t \cdot \delta(E - E_t), \\ g_2(E) &= \frac{N_t}{kT_t} \exp\left(-\frac{E_t - E}{kT_t}\right), \\ g_3(E) &= \frac{N_t}{\Delta E_g}, \end{aligned} \quad (2)$$

где N_t - концентрация ловушек, E_t - уровень моноэнергетических ловушек, T_t - характеристический параметр экспоненци-

ального распределения, $\Delta E_g = E_c - E_v$ - ширина запрещенной зоны полупроводника.

2. Центры рекомбинации (r -центры) в темноте заполнены электронами как в объеме, так и в поверхностном слое полупроводника. Концентрация дырок на r -центрах при фотовозбуждении P_r определяется из условия [4]:

$$C_n n \cdot P_r = g_r L, \quad (3)$$

где C_n - коэффициент захвата электронов на r -центрах, L - интенсивность генерации пар, $g_r L$ - рекомбинационный поток через r -центры.

3. Все другие примеси, влияющие на положение уровня Ферми, полностью ионизованы и в захвате неравновесных носителей не участвуют. Концентрацию нескомпенсированных доноров обозначим N_d .

Для принятой модели полупроводника плотность объемного заряда $\rho(y)$ может быть записана в виде

$$\rho(y) = q(p + P_r + N_d - n - m_j), \quad (4)$$

где концентрация электронов на уровнях прилипания

$$m_j = \int_{E_v}^{E_c} g_j(E) f_n(E) dE, \quad (5)$$

$f_n(E)$ - функция распределения Ферми.

В объеме полупроводника должно выполняться условие

$$P_0 + P_{r0} + N_d - n_0 - m_j = 0. \quad (6)$$

В данной работе в качестве основной характеристики эффекта поля рассматривается эффективная подвижность μ_F определяемая выражением

$$\mu_F = \frac{d\sigma_s}{dq_s} = \frac{d\sigma_s}{dY} \cdot \left(\frac{dq_s}{dY} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где σ_s и q_s - поверхностная проводимость и поверхностный заряд (на единицу поверхности), обусловленные поверхностным искривлением зон, Y - изгиб зон на поверхности полупроводника.

Предполагается, что дрейфовые подвижности электронов и дырок в слое пространственного заряда (μ_n, μ_p) не зависят от поверхностного изгиба зон и совпадают с объемными подвижностями.

Величины σ_s и Q_s с учетом (I) могут быть представлены в виде [7]:

$$\sigma_s = q \mu_n \cdot n_0 \left[\int_0^Y (1 - e^{-y}) \left(\frac{dy}{dx} \right)^{-1} dy + b^{-1} \cdot \lambda \int_0^Y (1 - e^{-y}) \left(\frac{dy}{dx} \right)^{-1} dy \right] \quad (8)$$

$$Q_s = - \int_0^Y \rho(y) \left(\frac{dy}{dx} \right)^{-1} dy, \quad (9)$$

где $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$, $\lambda = \frac{p_0}{n_0}$.

Из (7-9) получаем

$$\mu = q \mu_n \cdot n_0 \cdot \frac{(e^Y - 1) + b^{-1} \cdot \lambda (e^{-Y} - 1)}{\rho(Y)}. \quad (10)$$

Изучение поверхностных свойств полупроводников с большой шириной запрещенной зоны сильно затрудняется отсутствием достаточно простого и универсального метода определения абсолютного значения Y . Обычно используемый для полупроводников типа германия метод (по минимуму поверхностной проводимости) практически не применим к таким полупроводникам. В связи с этим имеет большое значение отыскание других методов определения Y . Использование для этой цели зависимости $\sigma_s(Y)$ затрудняется тем, что связь σ_s с Y выражается интегралом (8), который даже в случае ловушек одного сорта зависит от трех параметров. Определенные преимущества в этом отношении дает использование зависимости $\mu_F(Y)$ которая даже в случае сложных распределений ловушек по энергии может быть описана простыми аналитическими выражениями. Немаловажное значение имеет и то обстоятельство, что экспериментальные методы позволяют сравнительно просто измерять абсолютное значение μ_F .

Влияние уровней прилипания

Влияние уровней прилипания на μ_F наиболее сильно проявляется в отсутствие освещения полупроводника. При этом для полупроводников типа CdS можно с хорошим приближением пренебречь влиянием свободных дырок на величины σ_s и ρ , а также

положить $P_F = 0$. Тогда из (4) и (6) следует, что

$$\rho(y) = -qn_0 \cdot \left(\frac{n - n_0}{n_0} + \frac{m_j - m_{j0}}{n_0} \right) = -qn_0 G_j(y). \quad (II)$$

Второй член в этом выражении зависит от энергетического распределения ловушек. Полагая, что в случае квазинепрерывных распределений ширина энергетического спектра ловушек много больше kT , можно в интеграле (5) заменить функцию $f_n(E)$ ступенчатой функцией. В этом приближении для $G_j(y)$ получают следующие выражения

$$\begin{aligned} G_1(y) &= e^y - 1 + \frac{(e^y - 1)(\delta - y)}{e^y - 1 + \delta y^{-1}}, \\ G_2(y) &= e^y - 1 + y(e^{\alpha y} - 1), \\ G_3(y) &= e^y - 1 + \kappa y, \end{aligned} \quad (I2)$$

в которых использованы обозначения

$$\alpha = \frac{T}{T_t}, \quad \gamma = \frac{m_{j0}}{n_0}, \quad \delta = \frac{N_t}{n_0}, \quad \kappa = \frac{kT}{\Delta E_g} \cdot \frac{N_t}{n_0}.$$

Эффективная подвижность

$$\mu_F = -\mu_n \frac{e^y - 1}{G_j(y)}. \quad (I3)$$

На рис. I для иллюстрации приведены зависимости $\mu_F(y)$ для моноэнергетического спектра ловушек при глубине залегания $\Delta E_t = 0,2$ эв (кривая 1), экспоненциального распределения при $\alpha = 0,33$ (кривая 2) и равномерного распределения при $\kappa = 35$ (кривая 3). Для всех трех кривых $N_t = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Выбранные значения параметров ΔE_t , N_t и n_0 являются, по-видимому, типичными для полупроводников типа GaAs .

Из рисунка видно, что объемные ловушки оказывают сильное влияние на величину μ_F (μ_F уменьшается почти на два порядка), причем в случае квазинепрерывных распределений зависимость $\mu_F(y)$ более плавная, чем для моноэнергетического распределения.

Используя зависимость $\mu_F(y)$ можно найти значение потенциала поверхности Y_0 , при котором происходит заполнение объ-

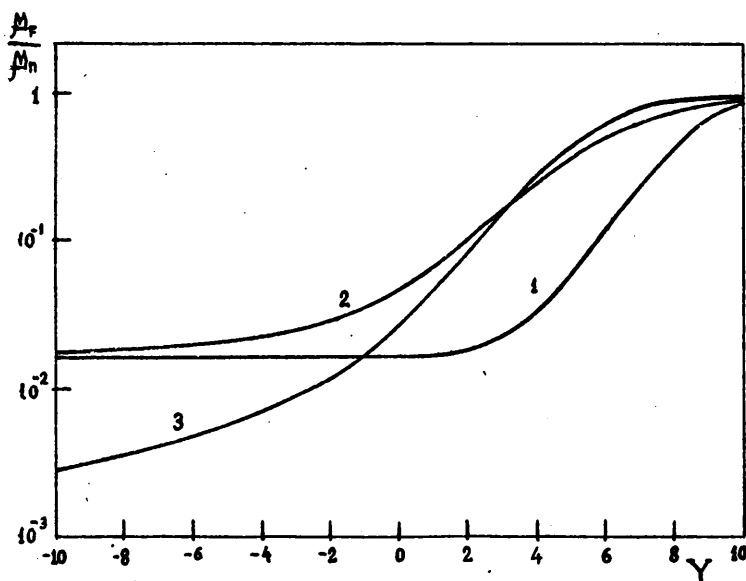


Рис. 1. Зависимость μ_F от потенциала поверхности.

1 - моноэнергетические ловушки, 2 - экспоненциальное распределение, 3 - равномерное распределение.

емных ловушек, и они перестают играть существенную роль. В качестве критерия заполнения удобно использовать значение γ_0 , при котором μ_F достигает половины максимального значения (μ_n). По кривым на рис. 1 находим $\gamma_0 = 8$; 6 и 5,3 для моноэнергетического, экспоненциального и равномерного распределения соответственно.

Влияние центров рекомбинации

При освещении полупроводников типа CdS заполнение γ -центров существенно изменяется в результате захвата фотодырок из валентной зоны (отношение сечений захвата $\sigma_p / \sigma_n \sim 10^3 - 10^4$ [8]). Рассмотрим влияние γ -центров на μ_F ограничившись для простоты случаем моноэнергетических уровней прилипания. Обобщение результатов на случай квазинепрерывного распределения не представляет затруднений.

Используя соотношения (1), (3), (4), (6) и (10), находим

$$\mu_F = \mu_n \cdot \frac{e^Y - 1 + b^{-1} \lambda (e^{-Y} - 1)}{(1 + \gamma - \nu) e^{-Y} - \left[1 + \frac{\delta \gamma}{\gamma (e^Y - 1) + \delta} \right] e^Y + \nu}, \quad (14)$$

где $\nu = \frac{N_d}{n_0}$. Следует отметить, что в полученном выражении под величинами p_0 и n_0 , определяющими коэффициенты λ , γ , δ и ν следует понимать световые концентрации дырок и электронов в объеме полупроводника.

Выражение (14) довольно сложно для анализа. Рассмотрим случай, когда влияние r -центров проявляется в "чистом" виде. Такие условия реализуются в изолирующем полупроводнике ($\nu \approx 0$) при сильном фотовозбуждении, когда уровни прилипания практически заполнены ($\gamma = \delta$) и их концентрации меньше n_0 ($\delta < 1$). Тогда выражение (14) сильно упрощается и принимает вид

$$\mu_F = -\mu_n \cdot \frac{e^Y - 1 + b^{-1} \lambda (e^{-Y} - 1)}{e^Y - e^{-Y}}. \quad (15)$$

Заметим, что если пренебречь наличием r -центров и учитывать только свободные носители (электроны и дырки), то можно получить [7]

$$\mu_F = -\mu_n \cdot \frac{e^Y - 1 + b^{-1} \lambda \cdot (e^{-Y} - 1)}{e^Y - 1 - \lambda \cdot (e^{-Y} - 1)}. \quad (16)$$

Для GaS параметр $b \approx 20$ [9] и $\lambda \sim 10^{-3}$ [8]. Сравнение (15) и (16) при таких значениях параметров показывает, что дырки, захваченные на r -центры, как и свободные дырки, уменьшают $|\mu_F|$ при $\gamma < 0$, но влияние r -центров проявляется при больших значениях γ . Так, например, из (15) и (16) следует, что при $\gamma = 0$ $|\mu_F| = \frac{\mu_n}{2}$ и $\approx \mu_n$ соответственно. При достаточно большом отрицательном изгибе зон, когда образуется инверсионный слой, μ_F меняет знак, и предельные значения μ_F будут равны соответственно $\lambda \mu_p$ и μ_p .

Наибольший интерес представляет использование зависимости $\mu_F(Y)$ для определения абсолютного значения поверхностного потенциала в пленочных полевых триодах (ППТ) при различных значениях напряжения смещения V_g . При этом входящие в выражения для μ_F параметры должны быть определены из независимых измерений, в частности, характер и параметры энергетического распределения уровней прилипания могут быть определены по данным измерений термостимулированной проводимости или кинетики фототока [5,6]. В настоящее время такие данные для пленок, используемых в ППТ, почти отсутствуют [10]. Кроме того, в ППТ используются поликристаллические пленки, в которых дрейфовая подвижность ограничивается барьерами и, по-видимому, сама сильно зависит от Y , что не учитывалось в нашем рассмотрении. Хотя наблюдающаяся в ППТ зависимость $\mu_F(V_g)$ при не слишком больших значениях $V_g > 0$ качественно согласуется с зависимостью $\mu_F(Y)$, установить зависимость $Y = f(V_g)$ пока не представляется возможным из-за недостатка исходных данных.

Более благоприятны условия для такого сопоставления в ППТ, работающих при сильном фотовозбуждении. В предыдущих работах [11-13] показано, что в рекристаллизованных пленках CdS и $CdSe$ при сильном освещении барьерные эффекты не играют существенной роли. В этих условиях наблюдается характерная убывающая релаксация μ_F с постоянной времени τ_F совпадающей с временем жизни электронов τ_n , что указывает на захват индуцированных электронов τ -центрами. Поскольку подвижность на высокой частоте $\mu_F = \mu_\infty$ совпадает с холловской подвижностью [13], естественно предположить, что уровни прилипания при сильном фотовозбуждении заполнены и $\mu_\infty = \mu_F$.

В работе [14] на рекристаллизованных пленках $CdSe$ исследована зависимость μ_∞ и μ_0 (подвижность на низкой частоте $f = \frac{1}{2\pi\tau_F}$) от V_g . Используя данные этой работы, приведенные на рис. 3 (кривые 2,4), получаем зависимость $\mu_0/\mu_\infty = f(V_g)$, показанную на рис. 2. Условия эксперимента соответствовали приближениям, использованным при выводе формулы (15). Сопоставляя теоретическую зависимость $\mu_F/\mu_n = f(Y)$ с экспериментальной за-

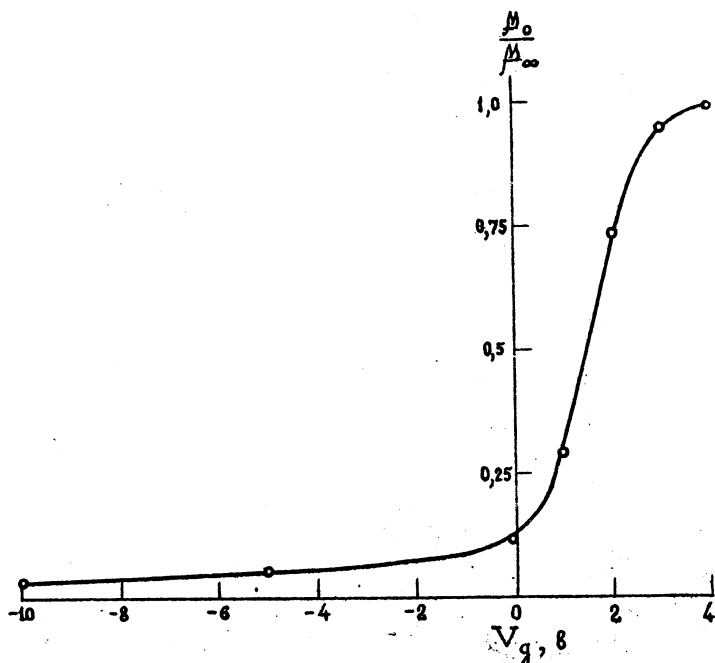


Рис. 2. Экспериментальная зависимость отношения μ_0/μ_∞ от напряжения смещения на управляющем электроде в условиях сильного фотовозбуждения.

зависимостью $\mu_0/\mu_\infty = f(V_g)$, получаем зависимость $Y = f(V_g)$, показанную на рис. 3.

Как видно из рисунка, при $V_g = 0$ имеется небольшой запорный изгиб зон ($Y(0) = -2$). Изменение V_g в интервале от -10 до $+4$ В меняет Y от -3 до $+5$, причём особенно быстрое изменение поверхностного потенциала имеет место при $V_g > 0$. Уравнение нейтральности объема при достаточно сильном фотовозбуждении принимает вид $n_0 \cong p_{r0}$. Учитывая (3), получаем зависимость $n_0^2 = \frac{g}{C_n} \cdot L$, которая наблюдалась экспериментально [13].

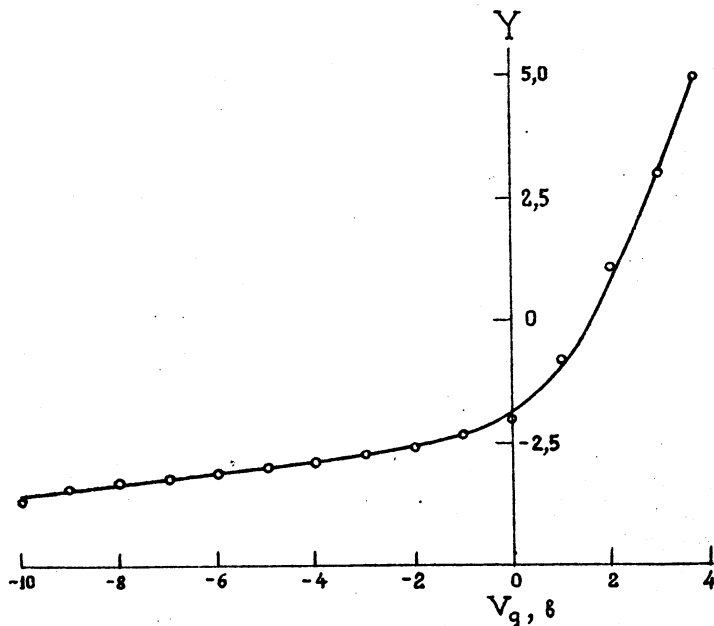


Рис. 3. Зависимость поверхностного изгиба зон от напряжения смещения при сильном фотовозбуждении.

Л и т е р а т у р а

1. Сб. Вопросы пленочной электроники, Сов.радио, М., 1966.
2. J.Auth, G.Krenzke, E.A.Niekisch. Z.für Phys.Chem., 213, 17, 1960.
3. Ю.С.Рябинкин. Радиотехника и электроника, II, 313, 1966.
4. В.А. Тягай, В.Н. Бондаренко, О.В. Снитко, ФТТ, 8, 3114, 1966.
5. Р.Бьюб, Фотопроводимость твердых тел, ИЛ, М., 1962.
6. А. Роуз. Основы теории фотопроводимости, Мир, М., 1966.
7. C.G.Garrett, W.H.Brattain. Сб. Проблемы физики полупроводников, ИЛ, М., 1957.
8. Н.Б. Лукьянчикова, М.К. Шейнкман, ФТП, I, 345, 1967.
9. W.E.Spear, G.Mort. Proc.Phys.Soc., 81, 130, 1963.

10. J.Dreaner, F.V.Shallcross. J.Appl.Phys. 34,2390,1963.
11. И.А.Карпович, Б.Н. Звонков, ФТТ, 6, 3392, 1964.
12. А.М. Гираев, И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, ФТТ, 6, 2198, 1964.
13. И.А. Карпович, А.М. Омаров, Б.Н. Звонков, ФТП, в печати.
14. И.А. Карпович, С.В. Тихов, Б.Н. Звонков, А.М. Омаров, Доклад на конференции "Вычислительные системы", г.Новосибирск, 1967.