

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2—1968

УДК 535.215.12

А. Э. ЮНОВИЧ, Г. Х. ТАЛАТ

К ВОПРОСУ О СТАЦИОНАРНОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ

Дается анализ стационарной поверхностной фотопроводимости с учетом прилипания носителей на поверхностных состояниях. Показано качественное согласие расчетов с экспериментальными данными на кремнии p -типа.

Введение

Исследование фотопроводимости и эффекта поля в кремнии [1—3] показало, что при малых интенсивностях освещения существенную роль играет прилипания носителей на поверхностных состояниях, т. е. монополярная проводимость в слое пространственного заряда. Рассмотрение поверхностной рекомбинации, имеющееся в литературе [4—5], по-видимому, не включает сравнительного анализа монополярной составляющей фотопроводимости с обычной, биполярной, которая определяется известным параметром — скоростью поверхностной рекомбинации.

В настоящей работе проводится анализ поверхностной фотопроводимости в условиях, когда можно пренебречь объемной рекомбинацией. Поверхностные состояния предполагаются имеющими один энергетический уровень. Исходные предположения и уравнения берутся в форме, известной в теории поверхности полупроводника [6].

Постановка задачи

Рассмотрим рис. 1. Пусть толщина образца $2w$ много меньше диффузионной длины L . Образец освещается с обеих сторон с интенсивностью g квантов/см²сек в спектральной области собственного поглощения. Квантовый выход предполагается равным единице, а возбуждение поверхностным.

Уровень инжекции в объеме будем считать малым, т. е. $\delta p, \delta n \ll p_0$ (для определенности $p_0 > n_0$, т. е. $\lambda = (p_0/n_0)^{1/2} > 1$). Фотопроводимость будет складываться как из изменения проводимости в объеме, так и из изменения проводимости слоя пространственного заряда, т. е. областей ($0 < x < x^*$; $2w > x > 2w - x^*$). Будем считать, что подвижности у поверх-

ности равны объемным. Тогда изменение проводимости полутолщины образца

$$\delta\sigma_{1/2} = q(\mu_n + \mu_p) \int \delta\rho^* dx + q\mu_p \Delta\Gamma_p + q\mu_n \Delta\Gamma_n, \quad (1)$$

где мы воспользовались условием нейтральности в объеме и однородностью изменения концентрации, т. е. $\delta\rho = \delta n = \delta\rho^*$ при $x^* < x < 2w - x^*$ и определением $\Delta\Gamma_p$, $\Delta\Gamma_n$ по Гаррету и Врейттену [6].

Разложим в ряд выражения концентраций через безразмерные квазиуровни Ферми P и N :

$$\rho_0 + \delta\rho^* = \rho_0 e^P \simeq \rho_0 (1 + P), \quad (2)$$

$$n_0 + \delta n^* = n_0 e^{-N} \simeq n_0 (1 - \lambda^2 P).$$

Преобразуя (1), получим

$$\delta\sigma_{1/2} = q(\mu_n + \mu_p) \rho_0 P w + q\mu_p (\Delta\Gamma_p - \Delta\Gamma_n) + q(\mu_n + \mu_p) \Delta\Gamma_n. \quad (3)$$

Если на поверхности отсутствует инверсионный слой, то третьим членом в (3) можно пренебречь. Тогда фотопроводимость складывается из двух членов. Первый представляет биполярную проводимость, которую можно описать известным параметром — скоростью поверхностной рекомбинации, второй — монополярную фотопроводимость в слое пространственного заряда.

В силу нейтральности образца в целом изменение пространственного заряда равно с обратным знаком изменению заряда на поверхностных состояниях. Если основным в рекомбинации является один энергетический уровень, то

$$(\Delta\Gamma_p - \Delta\Gamma_n) = \delta n_t = N_t \delta f_t. \quad (4)$$

В силу симметрии задачи и пренебрежения объемной рекомбинацией ($2w \gg L$) можно пренебречь результирующими диффузионными потоками от поверхностей и считать, что в стационарном состоянии число генерируемых на поверхности носителей равно числу захваченных.

Тогда уравнения для рекомбинации электронов и дырок на поверхности можно записать в виде

$$\alpha_n (n_s p_t - n_{s1} n_t) = g, \quad (5)$$

$$\alpha_p (p_s n_t - p_{s1} p_t) = g,$$

где

$$p_t = p_{t0} - \delta n_t, \quad n_t = n_{t0} + \delta n_t, \quad (5')$$

α_n, α_p — коэффициенты захвата для электронов и дырок,

n_{s1}, p_{s1} — концентрации электронов и дырок, когда уровень Ферми проходит через уровень ловушки.

Неравновесные концентрации на поверхности можно выразить через равновесный потенциал Y и его изменения ΔY , и через квазиуровень Ферми P (мы предполагаем, что в области пространственного заряда можно пренебречь рекомбинацией и что $P = \text{const}$ в этой области).

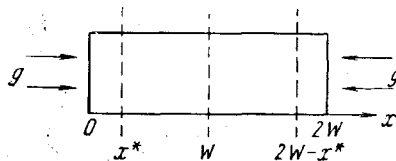


Рис. 1. Схема областей полупроводника, для которой проводился расчет стационарной фотопроводимости

Тогда

$$\begin{aligned} \rho_s &= \rho_{s0} + \delta\rho_s = \rho_0(1 + P)e^{-(Y+\Delta Y)}, \\ n_s &= n_{s0} + \delta n_s = n_0(1 + \lambda^2 P)e^{(Y+\Delta Y)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для полноты системы уравнений относительно трех неизвестных δf_t , P , ΔY необходимо добавить к системе (5) уравнение для изменения заряда поверхности:

$$\begin{aligned} N_t \delta f_t &= \Delta(\Gamma_p - \Gamma_n) = \pm n_i L [\lambda(1 + P)e^{-(Y+\Delta Y)} - 1] + \\ &+ \lambda^{-1}(1 + \lambda^2 P)[e^{(Y+\Delta Y)} - 1] + (\lambda - \lambda^{-1})(Y + \Delta Y)^{1/2} - (\Gamma_p - \Gamma_n)_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где знак перед корнем выбирается противоположным знаком $Y + \Delta Y$, а

$$(\Gamma_p - \Gamma_n)_0 = \pm n_i L [\lambda(e^{-Y} - 1) + \lambda^{-1}(e^Y - 1) + (\lambda - \lambda^{-1})Y]^{1/2} = n_i L \bar{F},$$

где \bar{F} — безразмерное электрическое поле и

$$L = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\pi} \cdot \frac{\kappa T}{q} \cdot \frac{1}{qn_i}}.$$

Система уравнений (5—7) может быть преобразована так, что величины ΔY и P будут выражены только через δf_t как корни квадратных уравнений. Нелинейные и трансцендентные члены в системе могут быть все переведены в одно уравнение для δf_t , если учесть, что $P \ll 1$. Вид уравнения дан в Приложении.

Мы не приводим выкладок подробно и ограничимся линейным по интенсивности g приближением.

Зная величины δf_t , P , ΔY , можно найти все три слагаемых в изменении проводимости (3). Первые два будут выражены явно, а третий член, имеющий вид табулированного интеграла [6], пренебрежимо мал в отсутствие инверсионного слоя.

Поверхностная проводимость при малой интенсивности света

Линейное приближение может быть получено из общих уравнений, если

$$\frac{g}{\alpha_p \rho_{s1} \rho_{t0}} \ll 1, \quad \frac{g}{\alpha_n n_{s1} n_{t0}} \ll 1. \quad (8)$$

Эти условия соответствуют тому, что генерация носителей света пренебрежимо мала по сравнению с тепловой генерацией с поверхностных состояний.

Получив линейные по g выражения для P и δf_t , найдем биполярный и монополярный компоненты фотопроводимости

$$\delta\sigma_{\text{бип}} = q(\mu_n + \mu_p) g \frac{w}{s_0}, \quad (9)$$

$$\delta\sigma_{\text{моно}} = q\mu_p g \frac{L}{2\bar{F}\alpha_n\alpha_p} \cdot \frac{\alpha_n(1-f_{t0})(e^Y-1) - \alpha_p f_{t0}(1-e^{-Y})}{N_t f_{t0}(1-f_{t0}) + \frac{n_i L}{2\bar{F}} [\lambda^{-1}(e^Y-1) + \lambda(1-e^{-Y})]}. \quad (10)$$

Здесь s_0 — обычное выражение для скорости поверхностной рекомбинации при малом уровне инжекции [4, 5].

Формула для монополярной фотопроводимости может быть представлена в более наглядном для интерпретации виде, если воспользоваться понятиями дифференциальных емкостей, введенных при рассмотрении эффекта поля [7].

$$\delta\sigma_{\text{моно}} = q\mu_p g \cdot \frac{1 - f_{t0} \cdot \frac{C_n}{n_0} - \frac{f_{t0}}{\alpha_n} \cdot \frac{C_p}{p_0}}{C_n + C_p + C_t}, \quad (11)$$

где C_n , C_p , C_t соответствуют дифференциальным емкостям зарядов в зоне проводимости, в валентной зоне и на поверхностных состояниях.

Первый член в числителе описывает захват неосновных носителей (электронов), второй — дырок. Обычно, когда $n_0 \ll p_0$, первый член является преобладающим, однако строгие условия для пренебрежения прилипанием основных носителей, поскольку $(C_n/n_0) = (C_p/p_s)$, можно записать

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \cdot \frac{\alpha - f_{t0}}{f_{t0}} \cdot e^{\chi} \gg 1. \quad (12)$$

При выполнении условия (12) на поверхности образца p типа (с учетом отсутствия инверсионного слоя, т. е. $C_p \gg C_n$) выражение для стационарного времени жизни монополярной компоненты фотопроводимости имеет следующий упрощенный вид:

$$\tau_{\text{стац. моно}} \approx \frac{1 - f_{t0}}{\alpha_p p_0} e^{\chi} \cdot \frac{C_p}{C_p + C_t}. \quad (13)$$

Это выражение совпадает с выражением для времени релаксации дырок в случае темнового эффекта поля при малом сигнале [7]. Отметим, что результаты работы Зуева и др. [8], касающиеся кинетики поверхностной фотопроводимости, заранее предполагали малость (и, следовательно, линейность) изменения проводимости. В нашем расчете дана оценка интенсивности возбуждения (8), при которой выполняется это предположение. Результат (11), вследствие более простых предположений в модели, имеет более наглядную форму, чем в работе [8].

Обсуждение результатов в связи с экспериментальными данными на $p - Si$

Применим нашу модель к анализу поверхностной проводимости в $p - Si$. Из наших экспериментальных данных по эффекту поля на p -кремнии были получены оценки величин α_p , p_{s1} и p_{t0} при температуре 300°K для поверхностного уровня, лежащего выше уровня Ферми. Приняв конкретные значения $\alpha_p \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{сек}$, $p_{s1} \approx 8 \cdot 10^4 \text{ см}^3$ и $p_{t0} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ получим, что неравенство (8) должно выполняться при $g < 10^{13} \text{ кв}/\text{см}^2/\text{сек}$. При понижении температуры это условие выполняется при еще более слабых освещенностях.

В силу симметрии настоящей задачи предполагалось двухстороннее освещение образца. Такой случай не соответствует условиям эксперимента [2]. Однако при малом уровне инжекции (условие линейности задачи) особенно при $2\omega \ll L$ такое расхождение можно не учитывать.

При малом уровне инжекции наблюдалась линейная зависимость фотопроводимости от интенсивности освещения, а при увеличении g люксамперная характеристика становилась сложной.

При понижении температуры фотопроводимость могла падать, если преобладает биполярный компонент, или увеличиваться, если преобладает монополярный компонент.

Если преобладает биполярный компонент, то из температурной зависимости фотопроводимости (при некоторых упрощениях) можно вычислить положение уровня E_t . Значение $E_c - E_t \approx 0,22$ эв совпадают с оценкой $E_t - E_v \approx 0,8$ эв по эффекту поля на такой поверхности кремния после обработки в СР-8 и указывает на то, что этот уровень, преобладающий и в процессах эффекта поля, является уровнем рекомбинации.

Если преобладает монополярный компонент, то соотношение $\frac{\delta\sigma_{\text{моно}}}{\sigma_0}$ (где σ_0 — объемная проводимость) будет пропорционально величине $\tau_{\text{стац. моно}}$ (13). Экспериментальная зависимость $\delta\sigma_{\text{моно}}$ от температуры пока-

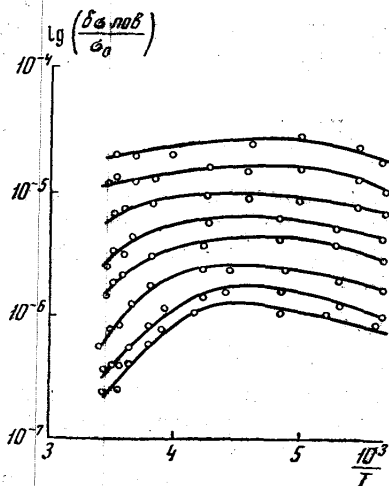


Рис. 2. Температурная зависимость относительного изменения проводимости $\left(\frac{\delta\sigma_{\text{пов}}}{\sigma_0}\right)$ для образца p -кремния при разных освещенностях ($g \approx 10^{14} - 10^{15}$ кв/см² сек, от нижних кривых к верхним)

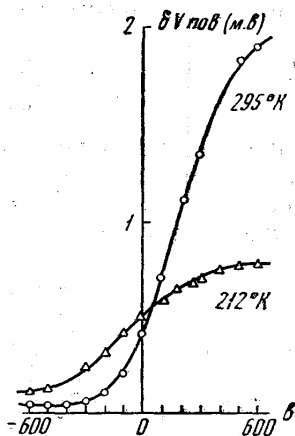


Рис. 3. Зависимость сигнала фотопроводимости $\delta V_{\text{пов}}$ от постоянного поперечного поля для образца p -кремния

зана на рис. 2 для разных уровней инжекции. Видно, что при низких g величина $\tau_{\text{стац. моно}}$ экспоненциально растет при понижении температуры. Оценка величины $\tau_{\text{стац. моно}}$ при комнатной температуре дает $\approx 10^{-5}$ сек, что совпадает по порядку с величинами времен релаксации эффекта поля на малом сигнале τ_p и $\tau_{\text{нестаб. фото}}$, определяемым фазовым методом [2]. Температурный ход этих величин для сравнительно высоких температур также совпадает. Равенство этих различных времен становится понятным, если процессы релаксации проводимости в указанных явлениях определяются основными носителями.

Вид области пространственного заряда играет существенную роль в процессах поверхностной фотопроводимости, особенно при нарушении условия биполярности ($\delta n \neq \delta p$) (см. (11)). На образцах p -типа при наличии истощенного слоя ($Y > 0$) монополярная фотопроводимость сильно растет при увеличении степени истощения. На рис. 3 показана зависимость сигнала фотопроводимости $\delta V_{\text{пов}}$ при поверхностном возбуждении от постоянного поля. При увеличении положительного напряжения на полевом электроде, что соответствует обеднению поверхности от основных носителей, наблюдается рост величины $\delta V_{\text{пов}}$.

Приложение

Общее выражение для величины δf_t при указанных предположениях имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{-N_t}{n_i L} \right) \delta f_t = & \pm \left[\bar{F}^2 + g \left(\frac{1}{\alpha_p n_i n_t} + \frac{1}{\alpha_n n_i p_t} \right) + \right. \\ & + \delta f_t \left[\frac{\lambda^{-1} e^Y}{f_{t0}(1-f_t)} - \frac{\lambda e^{-Y}}{f_t(1-f_{t0})} \right] - \frac{2g}{n_i s} + \\ & + (\lambda - \lambda^{-1}) \left[\ln \left(\frac{1 + \frac{\delta f_t}{f_{t0}}}{1 - \frac{\delta f_t}{f_{t0}}} \right) + \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(1 + \frac{g}{\alpha_n n_{s1} n_t}\right) \left(1 + \frac{g}{p_0 s}\right)}{\left(1 + \frac{g}{\alpha_p p_{s1} p_t}\right) \left(1 + \frac{g}{n_0 s}\right)} \right) \right]^{1/2} - \bar{F}. \end{aligned}$$

Здесь всюду p_t, n_t являются функциями δf_t в соответствии с формулой

$$s = s_0 \Phi(g, \delta f_t),$$

где

$$s_0 = \frac{\alpha_n \alpha_p (n_0 + p_0) p_t n_t}{\alpha_n n_{s1} n_t + \alpha_p p_{s1} p_t + g};$$

$$\Phi(g, \delta f_t) = \frac{1 + \delta f_t \frac{(1 - 2f_{t0})}{f_{t0}(1-f_{t0})} - \delta f_t^2 \frac{1}{f_{t0}(1-f_{t0})}}{1 + \delta f_t \frac{\alpha_n n_{s1} - \alpha_p p_{s1}}{\alpha_p p_{s1}(1-f_{t0}) + \alpha_n n_{s1} f_{t0}} + \frac{g}{\alpha_p p_{s1} p_{t0} + \alpha_n p_{s1} n_{t0}}}$$

Авторы выражают искреннюю благодарность проф. В. С. Вавилову за обсуждение результатов и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Талат Г. Х., Юнович А. Э. Доклад на II совещании стран СЭВ по физике поверхности полупроводников, Киев, 1965.
2. Талат Г. Х., Юнович А. Э. «Физика и техника полупроводников» 2, 39, 1968.
3. Litovchenko V. G., Gorban A. P., Kovbasjuk V. P. Physica Status Solidi, 12, 225, 1965.
4. Stevenson D. T., Keys R. J. Physica, 20, 1041, 1954.
5. Many A., Harnik E., Margoninski M. Semiconductor Surface Physics ed. by Kingston, 1957, p. 85.
6. Garrett C. G., Brattain W. H. Phys. Rev., 99, 376, 1955.
7. Юнович А. Э. ЖТФ, 28, 689, 1957; «Физика твердого тела», 1, 1092, 1959.
8. Зуев В. А., Саченко А. В., Толпыго К. Б. «Физика твердого тела», 6, 3174, 1964; «Украинский физич. журнал», 10, 275, 1965; 10, 1175, 1965; 11, 107, 1966.

Поступила в редакцию
29. 5. 1967 г.

Кафедра
полупроводников