

О температурной и полевой зависимости эффективной поверхностной подвижности в МДП структурах

© В.А. Гергель, М.В. Тимофеев, А.П. Зеленый

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Поступила 13 января 1998 г. Принята к печати 15 января 1998 г.)

Построена физическая модель, устанавливающая связь между поверхностной плотностью свободного электронного заряда инверсионного слоя и поверхностной концентрацией неподвижных (локализованных) электронов, захваченных поверхностными состояниями границы раздела полупроводник–диэлектрик. Установлено, что при не слишком низких температурах эта связь близка к прямой пропорциональности. При этом наличие поверхностных состояний, локализующих часть поверхностного электронного заряда, проявляется как уменьшение эффективной подвижности электронов в канале МДП транзистора. Известное уменьшение поверхностной подвижности с ростом поперечного электрического поля трактуется как следствие полевых изменений положения уровня протекания, отделяющего связанные электронные состояния от свободных.

В работах [1,2] в развитие предложенной ранее теории флуктуационных поверхностных состояний границы раздела полупроводник–диэлектрик [3,4] был подробно исследован вопрос о соотношении между локализованным поверхностным электронным зарядом (захваченным поверхностными состояниями) и поверхностной плотностью свободных (делокализованных) электронов в полупроводнике МДП структуры при различных уровнях инверсии, определяемых, как известно [5], температурой и величиной приложенного напряжения. При этом было обнаружено существование довольно широкого температурного диапазона, в котором локализованный (Q_l) и делокализованный (свободный) (Q_d) электронные заряды, увеличиваясь с увеличением приложенного напряжения изменяются практически прямо пропорционально друг другу, $Q_l(V) \approx \alpha(T)Q_d(V)$. Как было установлено, границы этого температурного диапазона определяются неравенством

$$\Delta/2 < T < 2\Delta, \quad (1)$$

где

$$\Delta = \frac{e^2}{\varepsilon_s + \varepsilon_i} (4\pi\sigma)^{1/2}$$

— характерная величина флуктуаций электростатической энергии в приповерхностной области полупроводника МДП структуры, обусловленных пространственными флуктуациями плотности заряженных центров в диэлектрике (плотности встроеного заряда). Следует подчеркнуть, что при типичных значениях эффективной поверхностной плотности встроеного заряда $\sigma \equiv \sigma_+ + \sigma_- \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ характерная энергия флуктуаций составляет величину $\Delta \approx 0.025 \text{ эВ} \approx 300 \text{ К}$. Следовательно, диапазон (1) охватывает несколько сотен градусов в окрестности комнатной температуры, где, как известно, и сосредоточена основная часть экспериментальных данных по электрическим свойствам МДП структур и соответствующим электронным явлениям. Следует подчеркнуть, что установленная в [1,2] закономерность ($Q_l = \alpha Q_d$) имеет принципиально важное значение для правильного понимания природы по-

верхностной электропроводности в МДП структурах и транзисторах, поскольку дает простое и убедительное объяснение ее главной особенности, заключающейся в том, что величина поверхностной подвижности носителей μ_s оказывается в несколько раз меньше значений обычной объемной подвижности полупроводника μ_v и обладает существенно иной температурной зависимостью [6]. Действительно, поскольку при учете связанных поверхностных состояний полная поверхностная плотность электронов Q распадается на две части, свободную $Q_d = [1/(1 + \alpha)]Q$ и связанную $Q_l = [\alpha/(1 + \alpha)]Q$, эффективная поверхностная подвижность будет в $(1 + \alpha)$ раз меньше ее истинного значения, определяемого соответствующими механизмами рассеяния.

Наши дальнейшие исследования показали, что рассматриваемая закономерность (пропорциональность связанного и свободного заряда) не является специфическим свойством изученной в [1,2] модели флуктуационных поверхностных состояний, а должна иметь место практически в любых ситуациях, когда связанные и свободные состояния не отделены друг от друга энергетической щелью, а разделены между собой лишь так называемым уровнем протекания [7] — энергией, ниже которой электронные состояния локализованы (связаны), а выше — делокализованы (свободны). Для доказательства этого более общего утверждения в настоящей работе мы рассмотрим простейшую модель МДП структуры, в которой будем оперировать лишь результирующим энергетическим спектром связанных поверхностных состояний, не касаясь физической природы их возникновения. Такая, значительно более простая, чем в [1,2], постановка задачи, помимо более яркой физической наглядности результатов, позволит нам значительно продвинуться в определении температурной зависимости эффективной поверхностной подвижности и исследовать вопрос о ее зависимости от напряжения или поперечного поля на границе раздела полупроводник–диэлектрик.

Для последующего количественного анализа воспользуемся прежде всего простейшими соотношениями [6]

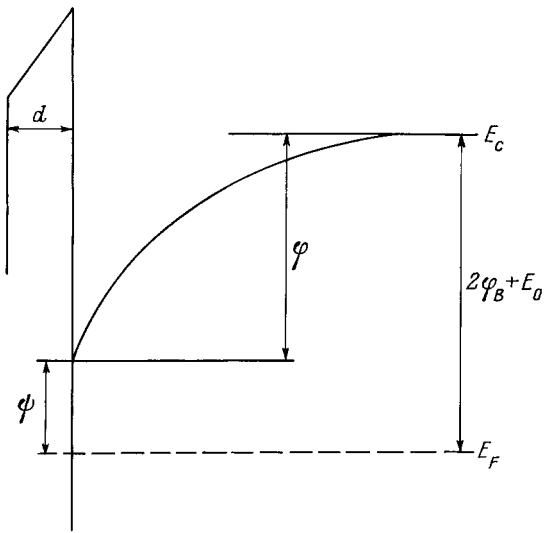


Рис. 1. Зонная диаграмма приповерхностного слоя полупроводниковой МДП структуры в режиме глубокой инверсии.

для зарядов и поверхностного потенциала в режиме инверсии МДП структуры:

$$V = \varphi + \frac{d}{\varepsilon_i \varepsilon_0} \left\{ \left[2\varepsilon_i \varepsilon_0 q N \left(\varphi + T \exp \frac{\varphi - 2\varphi_B}{T} \right) \right]^{1/2} + qQ_l \right\}; \quad (2)$$

соответствующая зонная схема приведена на рис. 1. В формуле (2) $V > 0$ — напряжение на структуре (за вычетом напряжения плоских зон), φ — поверхностный потенциал (напряжение на полупроводнике). Второе слагаемое в (2) — падение напряжения в слое диэлектрика. Здесь корень отвечает суммарному заряду акцепторов обедненного слоя (N — концентрация акцепторов) и заряду подвижных делокализованных электронов инверсионного слоя

$$qQ_d = q \left(\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 N}{q} \right)^{1/2} \times \left[\sqrt{\varphi + T \exp \frac{\varphi - 2\varphi_B}{T}} - \sqrt{\varphi} \right], \quad (3)$$

а заряд локализованных электронов обычным образом выражается через плотность поверхностных состояний $N_{ss}(E)$:

$$qQ_l = d \int_0^\infty dE N_{ss}(E) / \left(1 + \exp \frac{-\varphi - E + 2\varphi_B + E_0}{T} \right). \quad (4)$$

В формулах (3), (4) E — энергия состояний, отсчитанная от края зоны проводимости в глубь запрещенной зоны полупроводника, $2\varphi_B = 2T \ln(N/n_i)$ — характерный потенциал начала глубокой инверсии, $E_0 = T \ln(N_c/N)$,

где $N_c = 2(mT/2\pi\hbar^2)^2 \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника.

Рассчитаем теперь с помощью приведенных соотношений (2)–(4) зависимость подвижного заряда Q_d от напряжения V для случая поверхностных состояний с экспоненциальным энергетическим спектром [3]:

$$N_{ss}(E) = Q_0 E_{ch}^{-1} \exp(-E/E_{ch}), \quad (5)$$

где Q_0 — так называемая интегральная плотность состояний, а E_{ch} — характерный энергетический масштаб распределения. Результаты расчета для $T = 300 \text{ К}$, $Q_0 = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и некоторых типичных значениях декремента E_{ch} приведены на рис. 2, где для сравнения показана и кривая накопления заряда в идеальной (без поверхностных состояний, $Q_0 = 0$) ситуации.

Анализируя представленные здесь графики, прежде всего следует отметить, что пороговое напряжение V_t практически одинаково для всех кривых и, следовательно, не зависит от декремента E_{ch} и самого Q_0 . Квазилинейность же этих зависимостей при $V > V_t$ и указывает на искомую пропорциональность связанного и свободного поверхностных зарядов.

Разумеется, результаты приведенного численного расчета можно представить и в форме непосредственно интересующих нас зависимостей $Q_l(Q_d)$ и $\mu_s = \mu_v Q_d(Q_d + Q_l)^{-1}$. Целесообразно, однако, произвести теперь упрощение расчетной процедуры, которое, как нам кажется, облегчит и физическое понимание полученных результатов. Для этого пренебрежем в формуле (3), как это обычно и делается для режима глубокой

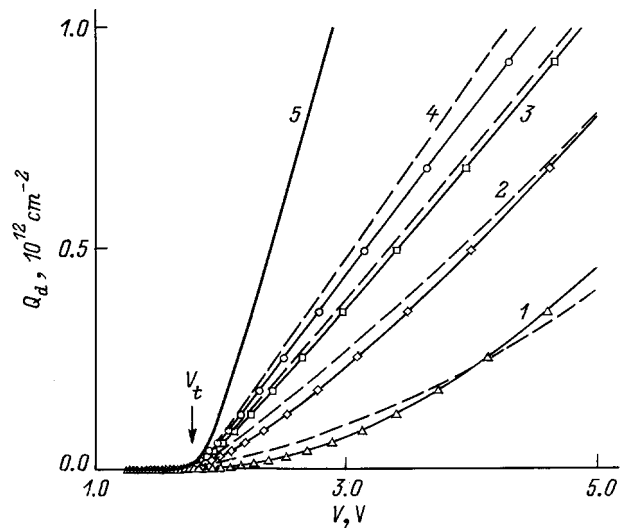


Рис. 2. Зависимость плотности свободного заряда МДП структуры с поверхностными состояниями (1–4) и без поверхностных состояний (5): расчет для экспоненциального спектра поверхностных состояний (5) (сплошные линии) и ступенчатого (8) (штриховые). E_{ch} , эВ: 1 — 0.003, 2 — 0.013, 3 — 0.026, 4 — 0.052.

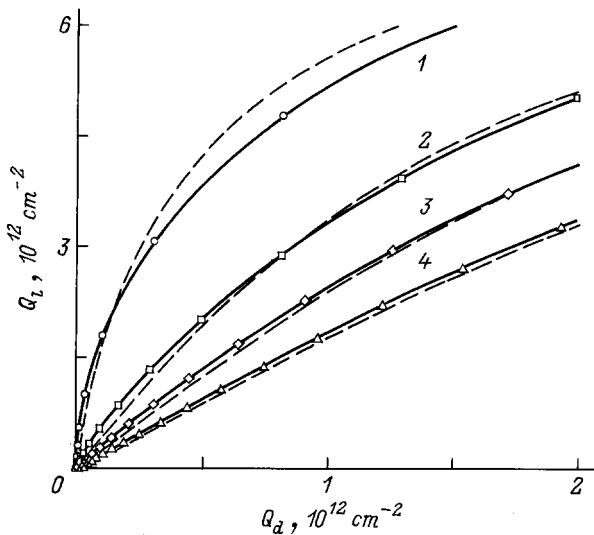


Рис. 3. Соотношение между локализованным и свободным зарядами: расчет для экспоненциального спектра поверхностных состояний (5) (сплошные линии) и ступенчатого (8) (штриховые). kT эВ: 1 — 0.008, 2 — 0.018, 3 — 0.026, 4 — 0.036.

инверсии, изменением плотности заряда обедненного слоя Q_1 , т.е. будем считать, что

$$Q_1 = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N\varphi}{q} \right)^{1/2} \approx 2 \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 N\varphi_B}{q} \right)^{1/2} = \text{const.}$$

После такого упрощения (3) мы можем явно выразить фигурирующую в нем бoльцмановскую экспоненту через электронную плотность Q_d ,

$$\exp\left(\frac{\varphi - 2\varphi_B - E_0}{T}\right) = \frac{qQ_d(Q_d + 2Q_1)}{2\varepsilon\varepsilon_0 N_c(T)T}, \quad (6)$$

и затем, подставив (6) в (4), получить явное соотношение между локализованным и делокализованным зарядами

$$Q_l = \int_0^{\infty} dE N_{ss}(E) \left/ \left[1 + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_c(T)T}{qQ_d(Q_d + 2Q_1)} \exp(-E/T) \right] \right. \cdot \quad (7)$$

Результаты численного интегрирования (7) с функцией распределения (5) с параметрами $Q_0 = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $E_{ch} = 0.026$ эВ в интервале характерных температур $0.009 \div 0.045$ эВ (100 ÷ 500 К) приведены на рис. 3. За исключением кривой, отвечающей наиболее низкой температуре, они демонстрируют квазилинейное поведение с усредненным наклоном α , тем меньшим, чем больше температура.

Чтобы узнать, насколько приведенные выше результаты зависят от формы энергетического спектра поверхностных состояний, мы провели аналогичные расчеты, заменив экспоненциальное распределение (5) на ступенчатое:

$$N_{ss}(E) = Q_0 \frac{1}{2E_{ch}} \begin{cases} 1, & E < 2E_{ch}, \\ 0, & E > 2E_{ch}. \end{cases} \quad (8)$$

Соответствующие результаты, приведенные на тех же рис. 2–3 штриховыми линиями, свидетельствуют, что характер накопления зарядов и исследуемая взаимосвязь между свободным и связанным поверхностными электронными зарядами не слишком сильно зависят от формы спектра состояний, а определяются главным образом интегральной плотностью и средней энергией распределения.

Приступим наконец к наиболее интересной части нашего исследования и попытаемся оценить влияние собственного электрического поля на соотношение между локализованным и свободным поверхностными зарядами. Исходным положением для нас при этом будет то интуитивно ясное соображение, что поперечное электрическое поле в полупроводниковой части МДП структуры у границы с диэлектриком, прижимая электроны к поверхности, приводит к дополнительной локализации ранее делокализованных электронных состояний и соответствующему уменьшению плотности свободных. Иными словами, поперечное электрическое поле \mathcal{E} , создавая дополнительную асимметрию потенциального рельефа в приграничной части полупроводника, обуславливает соответствующий сдвиг уровня протекания $\Delta E = \zeta(\mathcal{E})$, где ζ — соответствующая характерная поперечная длина латерального протекания. Мы не можем дать точного аналитического выражения для ζ , однако естественно полагать, что эта величина должна быть порядка нескольких десятков ангстрем, как и квантовая длина локализации электронов в инверсионном слое $(\hbar^2/mq\mathcal{E})^{1/3}$. Точное значение ζ мы будем рассматривать как подгоночный параметр нашей теоретической модели. С учетом этого энергетического сдвига уровня протекания, разделяющего свободные и связанные состояния, правую часть соотношения (6) следует умножить на $\exp[q\zeta(Q_1 + Q_d)/\varepsilon\varepsilon_0 T]$ и, соответственно, заменить нижний предел интегрирования в результирующей фор-

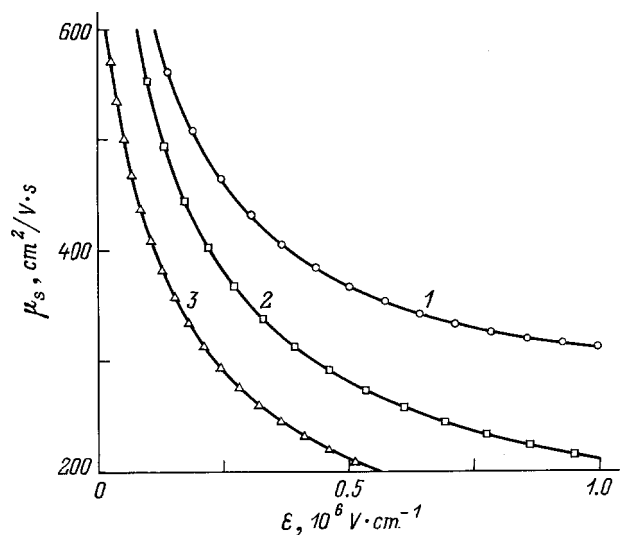


Рис. 4. Полевая зависимость эффективной поверхностной подвижности. T , К: 1 — 200, 2 — 300, 3 — 400.

муле (7) на $[-q\zeta(Q_1 + Q_d)/\varepsilon\varepsilon_0]$. Тогда, например, для ступенчатого спектра (8), когда интегрирование (7) можно выполнить аналитически, после несложных преобразований получим

$$Q_l = Q_0 \frac{T}{2E_{ch}} \ln \left\{ \left[\frac{Q_d(Q_d + 2Q_1)}{2E_{ch} + q\zeta(Q_1 + Q_d)/\varepsilon\varepsilon_0} \right] \times \exp \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 N_c(T)T}{q} \right) / \left[\frac{Q_d(Q_d + 2Q_1)}{2E_{ch} + q\zeta(Q_1 + Q_d)/\varepsilon\varepsilon_0} \right] \right\}. \quad (9)$$

Исходя из этого выражения, мы рассчитали эффективную поверхностную подвижность инверсионного слоя $\mu_s = \mu_v [Q_d / (Q_d + Q_l)]$ для ряда температур $T = 200, 300, 400$ К при следующих значениях численных параметров: $\zeta = 2 \cdot 10^{-7}$ см, $Q_0 = 10^{13}$ см⁻², $N = 10^{15}$ см⁻³, $E_{ch} = 0.026$ эВ, используя при этом для объемной подвижности известное соотношение $\mu_v = 1500(T/300)^{-2/3}$ см²/В·с. Соответствующие результаты представлены на рис. 4 в традиционной форме (подвижность как функция суммарного электрического поля в окисле структуры $q(Q_1 + Q_l + Q_d)/\varepsilon\varepsilon_0$), они весьма близки к соответствующим экспериментальным зависимостям [6] и показывают, как и экспериментальные кривые, падение подвижности с ростом поперечного поля или напряжения на структуре, обусловленное, согласно развитой модели, увеличением плотности связанных состояний с ростом поля за счет соответствующего сдвига уровня протекания.

Сформулируем в заключение главный вывод настоящей работы. Он состоит в том, что основной причиной пониженных значений поверхностной подвижности в инверсионных слоях по сравнению с величиной объемной подвижности материала является захват носителей инверсионного слоя на сравнительно мелкие поверхностные состояния, энергетический спектр которых примыкает к разрешенной зоне. Характерное уменьшение поверхностной подвижности с ростом поля обусловлено относительным увеличением плотности связанных состояний, которое может быть охарактеризовано соответствующим сдвигом уровня протекания — энергии, разделяющей локализованные и делокализованные электронные состояния границы полупроводника с диэлектриком.

В дальнейшем мы планируем на основании полученного результата предложить новый физический подход к построению двумерных программ моделирования МДП транзисторов, где, как мы считаем, следует исключить из рассмотрения обычно используемую гипотетическую зависимость подвижности от поперечной координаты, вводя вместо этого в граничное условие уравнения

Пуассона локализованный поверхностный электронный заряд, функционально связанный с поверхностной концентрацией электронов и электрическим полем.

Список литературы

- [1] В. Гергель, Г. Шпатаковская. ЖЭТФ, **102**, вып. 2(8), 640 (1992).
- [2] В. Гергель, Г. Шпатаковская. ФТП, **27**, 923 (1993).
- [3] В. Гергель, Р. Сурис. ЖЭТФ, **84**, 719 (1983).
- [4] В. Гергель. ФТП, **17**, 637 (1983).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [6] A. Sabnis, J. Clemens. In: *IEEE Tech. Dig. Int. Electron. Dev. Meet.* (1979) p. 18.
- [7] Б. Шкловский, А. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

Редактор Л.В. Шаронова

On the temperature and field dependence of the effective surface mobility in MIS structures

V.A. Gergel, M.V. Timofeev, A.P. Zel'ony

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
103907 Moscow