

## ЭФФЕКТ ФРАНЦА-КЕЛДЫША В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*Е.И.Гольдман, А.Г.Ждан, А.М.Сумарока*

*Институт радиотехники и электроники РАН  
141120 г.Фрязино, Россия*

Поступила в редакцию 12 мая 1993 г.

Развита феноменологическая модель генерации неосновных носителей заряда у поверхности полупроводника, объясняющая исключительно высокие скорости рождения электронно-дырочных пар, которые невозможно описать в рамках известных представлений. Предсказанные закономерности кинетики генерации согласуются с данными экспериментов, выполненных на кремнии по классической схеме эффекта поля.

Энергия активации спонтанной генерации электронно-дырочных пар (ЭДП) в полупроводнике при не слишком высоких ( $\leq 10^5$  В/см) электрических полях не может быть менее полуширины его запрещенной зоны [1,2]. Поэтому характерное время рождения ЭДП  $\tau \geq \tau_0 \exp(E_g/2T)$  и, например для кремния ( $E_g = 1,12$  эВ), даже при высоких концентрациях центров генерации ( $N \sim 10^{15}$  см $^{-3}$ ) должно превышать вблизи комнатных температур десятки секунд. Между тем наблюдаемые в Si при 300 К скорости поверхностной генерации ЭДП на 3-4 порядка выше ожидаемых [3], а при более низких температурах расхождение доходит до 10 порядков [4].

Покажем, что природу этих расхождений можно объяснить, исходя из представления о термотуннельных переходах носителей заряда вдоль поверхности полупроводника в электрических полях макроскопических неоднородностей. Рассмотрим релаксацию поверхности полупроводника, для определенности  $n$ -типа, от состояния глубокого обеднения к состоянию сильной инверсии, при которой флуктуации поверхностного потенциала практически экранированы свободными дырками. Пусть на поверхности имеются отдельные "пятна" с высокой концентрацией встроенного положительного заряда, поля которых остаются не полностью экранированными вплоть до равновесия. Максимумы потенциала, отвечающие скоплению отрицательных зарядов, будут "заливаться" дырками в первую очередь.

На рис.1 изображен потенциальный рельеф в окрестности такого пятна радиуса  $a$ . Барьер для выхода электрона из потенциальной ямы глубиной  $U_0$ , создаваемой притяжением к зарядам в пятне, понижен вследствие эффекта Френкеля - Пула полем слоя обеднения  $(2U_s/W)(1 - z/W)$ ;  $U_s$  - поверхностный потенциал,  $W$  - ширина области пространственного заряда (ОПЗ),  $z$  - координата по нормали к поверхности. Величина этого понижения  $\Delta U$  существенно больше, чем в случае однозарядного центра, так как число нескомпенсированных зарядов в пятне  $\gg 1$ . ЭДП рождаются путем термотуннельных переходов в краевом поле пятна (указаны стрелками на рис.1,а). При этом дырки растекаются по поверхности, а электроны остаются в яме, откуда затем термоэмитируются через барьер высотой  $U_0 - \Delta U$  в объем полупроводника. В приближении "прямоугольной" вдоль поверхности ямы  $\hbar^2 U_0 / 8mT^2 a^2 \gg 1$  ( $m$  -

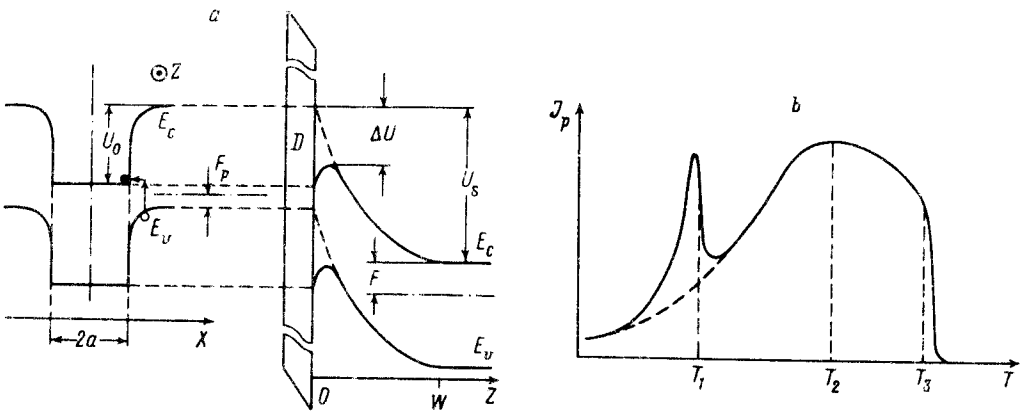


Рис.1. *a* – зонная диаграмма полупроводника в окрестности заряженного пятна: слева – в плоскости поверхности, справа – по нормали к ней ( $E_c, E_v$  – края разрешенных зон полупроводника,  $D$  – диэлектрик); *b* – качественный вид температурной зависимости темпа рождения ЭДП в поле пятна

эффективная масса электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка) темп генерации ЭДП у пятна  $J_p$  выражается в виде

$$J_p = \nu_p \exp\left(-\frac{e_g U_0}{T}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{E_g - F_p - F_n - U_0}{T}\right)\right). \quad (1)$$

Поток электронов  $J_n$  через барьер высотой  $U_0 - \Delta U$  описывается соотношением

$$J_n = \nu_n \exp\left(-\frac{U_0 - \Delta U + F_n}{T}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{U_s + F - U_0 - F_n}{T}\right)\right). \quad (2)$$

Здесь  $F_p, F_n$  и  $F$  – энергии Ферми дырок на поверхности, электронов в яме и в электронейтральном объеме полупроводника, соответственно,  $\nu_p$  и  $\nu_n$  – предэкспоненциальные факторы.

Потенциальная яма играет роль эффективного центра генерации с необычными свойствами: энергии активации для переходов электронов в зону проводимости  $U_0 - \Delta U$  и дырок в валентную зону  $E_g - U_0$  зависят от заполнения ямы, концентрации дырок на поверхности полупроводника и электрического поля слоя обеднения. Полагая, что число электронов в яме  $\gg 1$ , рассматривая пятно как заряженный металлический диск и используя известное выражение [5] для потенциала, создаваемого этим диском, находим  $\Delta U = (4aU_s U_0 / \pi W)^{1/2}$ . Рождение ЭДП протекает в квазистационарных условиях для заполнения центра генерации. Приравнявая  $J_p$  и  $J_n$  из (1) и (2), получаем: при малых концентрациях дырок

$$(\nu_p / \nu_n) \exp[(U_0 - F_p - \Delta U) / T] \ll 1$$

$$J_p = (\nu_n \nu_p)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right), \quad E_1 = \frac{E_g}{2} - \left[\frac{2aU_s}{\pi W} (E_g + T \ln \frac{\nu_n}{\nu_p})\right]^{1/2}; \quad (3)$$

при больших концентрациях дырок  $(\nu_p / \nu_n) \exp[(U_0 - F_p - \Delta U) / T] \gg 1$

$$J_p = \nu_n \exp\left(-\frac{E_2}{T}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{E_g - F_p - F - U_s}{T}\right)\right],$$

$$E_2 = E_g - F_p - \left[\frac{4aU_s}{\pi W}(E_g - F_p)\right]^{1/2}. \quad (4)$$

На рис.1,б представлен качественный вид температурной зависимости темпа генерации ЭДП. Он одинаков как для изотермического (при постоянном времени наблюдения для всех  $T$ ) так и для термостимулированного ( $T$  линейно растет со временем в процессе опыта) режимов релаксации. Участок графика при  $T < T_1$  описывается формулой (3), соответствующей первой стадии генерации, пока дырок на поверхности еще мало. Температура  $T_1$  отвечает окончанию этапа, на котором рождающиеся дырки либо локализуются в максимумах поверхностного потенциала, либо рекомбинируют с электронами, захваченными на поверхностные состояния. При  $T > T_1$  в узком температурном интервале концентрация дырок резко увеличивается вплоть до установления их квазиравновесия с электронами в яме. В результате энергия активации темпа генерации возрастает до величины  $E_2$ , что проявляется на кривой  $J_p - T$  в виде пика с максимумом вблизи  $T = T_1$ . Отметим, что в отсутствие локализации и рекомбинации дырок на поверхности переход к квазиравновесию произошел бы плавно и на графике  $J_p - T$  (пунктирная линия на рис.1,б) в окрестности этого перехода максимума бы не было. При  $T > T_1$  зависимость  $J_p(T)$  описывается выражением (4), соответствующим квазиравновесию электронов в яме и дырок на поверхности. Энергия активации  $E_2$  увеличивается в процессе релаксации вследствие уменьшения энергии Ферми дырок, сужения ОПЗ, а также из-за возрастания экранирующего действия дырочного газа<sup>1)</sup>; кривая  $J_p(T)$  имеет относительно пологий максимум, переходящий в резкий спад вблизи температуры  $T_3$  установления равновесия. С ростом  $U_s$  энергии активации  $E_1$  и  $E_2$  уменьшаются, температуры  $T_1$  и  $T_2$  понижаются, а температура  $T_3$  возрастает вследствие увеличения конечной равновесной концентрации дырок.

Сопоставим предсказанные закономерности кинетики рождения ЭДП с экспериментальными данными. На рис.2 представлены результаты опытов, выполненных на  $n - (100)\text{Si}$  (КЭФ-1,0) по классической схеме нестационарного эффекта поля [6]: в приповерхностной области охлажденного до 100 К образца индуцировалось состояние сильного неравновесного обеднения; в процессе термостимулируемого перехода поверхности Si к равновесному состоянию глубокой инверсии синхронно регистрировались ток генерации  $I(T)$  и малосигнальная (10 мВ) высокочастотная (1 МГц) емкость системы  $C_{\text{HF}}(T)$ . Одновременные измерения пар кривых  $I_s(T)$  и  $C_{\text{HF}}(T)$  позволили ввести в  $I_s(T)$  по текущим значениям  $C_{\text{HF}}(T)$  поправки на ток смещения, обусловленный релаксацией ширины ОПЗ.

Сравнение рис.1,б и 2 демонстрирует полное качественное согласие развитой теоретической модели с данными опытов. Последовательно объясняются аномально высокие скорости генерации ЭДП, существование двух пиков генерации – узкого низкотемпературного и широкого основного, простирающегося в область относительно высоких температур, сдвиг этих пиков с ростом начального изгиба зон  $U_{s0}$  к низким температурам, резкий срыв генерационного

<sup>1)</sup> Это обстоятельство не учитывалось при записи формулы (4).

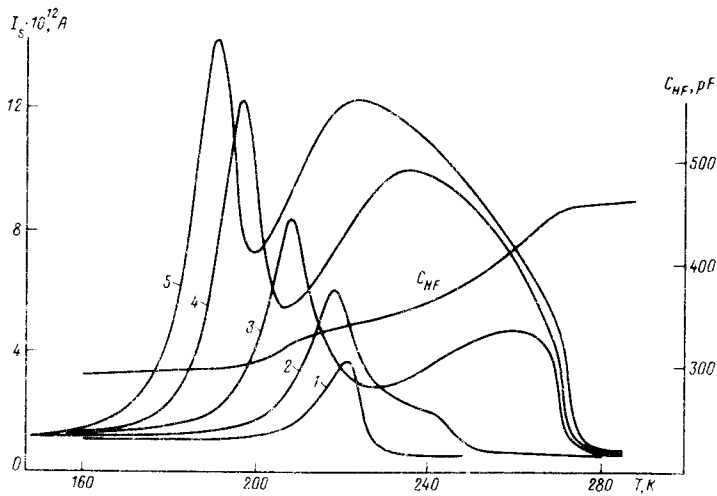


Рис.2. Температурные зависимости тока генерации дырок у границы раздела  $n$ -Si-SiO<sub>2</sub> при различных начальных значениях поля  $E_0$  объемного заряда у поверхности кремния ( $E_0 \cdot 10^{-4}$  В/см): 1 - 2,8; 2 - 4,0; 3 - 4,5; 4 - 5,5; 5 - 8,5. Зависимость  $C_{HF}(T)$ , отвечающая кривой 3, иллюстрирует типичное поведение высокочастотной емкости в процессе генерации дырок. Площадь образца -  $5,3 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>, толщина диэлектрика - 1750 Å

тока и излом на кривых  $C_{HF}(T)$  в области перехода системы к равновесию. Нарастающие ветви низкотемпературных пиков  $I_s(T)$  описываются законом Аррениуса с практически единым для всех  $U_{s0}$  предэкспоненциальным фактором.

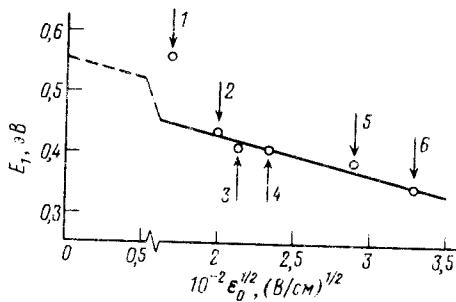


Рис.3. Зависимость энергии активации  $E_1$  нарастающих ветвей низкотемпературных пиков от электрического поля объемного заряда у поверхности кремния  $E_0$ . Номера стрелок отвечают кривым рис.2. Зависимость  $I_s(T)$  под номером 6 для  $E_0 = 1,1 \cdot 10^5$  В/см на рис.2 не показана

График зависимости соответствующих энергий активации  $E_1$  от величины  $E_0^{1/2}$  ( $E_0 = 2U_{s0}/qW$ ) является прямой линией (см. рис.3) в согласии с законом (3). Исключение составляет точка 1. Отвечающая ей кривая 1 на рис.2 с энергией активации  $E_1 \approx E_g/2$  получена при относительно небольшом начальном изгибе зон ( $U_{s0} \approx 1$  эВ) и качественно отличается от приведенной на рис.1, b. По-видимому, при переходе к слабой инверсии становится доминирующим какой-либо из "классических" каналов генерации ЭДП. Прямая  $E_1 - E_0^{1/2}$  отсекает на оси энергий величину 0,55 эВ, очень близкую к  $E_g/2$ . Наклон этого графика определяется радиусом пятна  $a = 86$  Å. По экспериментальному

значению предэкспоненты, полагая  $\nu_n = \nu_p \sim a^2 V_t N_c$ , где  $V_t$  – тепловая скорость электронов, а  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости Si, оцениваем концентрацию заряженных пятен  $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ . В состоянии глубокой инверсии  $U_0 \approx E_g$ , поэтому число положительных зарядов в пятне не менее 25, а их концентрация более  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, природа аномально высокой генерации ЭДГ у поверхности полупроводников связана с проявлением эффекта Франца–Келдыша в электрических полях макроскопических неоднородностей. Оценки показывают, что даже ничтожное число таких неоднородностей, которое трудно детектировать прямыми методами, радикально влияет на темп рождения электронно-дырочных пар.

- 
1. J.G.Simmons and H.A.Mar, Phys. Rev. B8, 3865 (1973);
  2. H.A.Mar and J.G.Sommons, Phys. Rev. B11, 775 (1975).
  3. С.Зи, ФПП, 1, 444 (1984). S.M.Sze, Physics of semiconductor devices. New York, 1981.
  4. D.Vuillaum, M.Lannoo, J.C.Bourgoin, and E.Resencher, J. Appl. Phys. 66, 5920 (1989).
  5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред М.: Наука. 1982, с.44.
  6. А.В.Ржанов, Электронные процессы на поверхности полупроводников, М.: Наука, 1971, с.244.