

УДК 621.383.4

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ПРОЦЕССА ЛАВИННОГО УМНОЖЕНИЯ В НЕСТАЦИОНАРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. Э. Шубин, Д. А. Шушаков

Получена экспериментальная зависимость коэффициента лавинного умножения от напряженности электрического поля в полупроводнике для кремниевой МДП-структуры. Показано, что диапазон напряженностей, в котором реализуется лавинный процесс, расширяется в область полей, превышающих пробивное для р-п-перехода, в соответствии с представлениями о влиянии зарядовой отрицательной обратной связи на процесс умножения единичного носителя заряда.

В лавинных МДП-структурах процесс умножения протекает в условиях нестационарности электрического поля в полупроводнике, обусловленной действием зарядовой отрицательной обратной связи (ЗООС), то есть экранировкой поля накапливающимся на границе раздела зарядом неосновных носителей, рождаемых в полупроводнике в процессе умножения.

Как показано в работе [1], в условиях сильной обратной связи, реализуемых, когда для коэффициента умножения M выполняется соотношение $M^2 \gg e^{-1} \Psi_b S_0 C_i$ (где e – заряд электрона, S_0 – эффективная площадь растекания заряда неосновных носителей вдоль границы раздела, Ψ_b – потенциал пробоя полупроводника, C_i – удельная емкость диэлектрика), нестационарность поля проявляется уже в процессе умножения единичного носителя заряда и оказывает существенное влияние на его динамику.

В работе делается вывод, что этот эффект должен проявляться, в частности, в изменении характера зависимости коэффициента умножения от напряженности поля E , в

полупроводнике по сравнению с аналогичной зависимостью для резкого несимметричного p - n -перехода¹. При этом диапазон напряженностей, в котором реализуется устойчивый лавинный процесс, расширяется в область полей, превышающих пробивное для p - n -перехода (в p - n -переходе $M \rightarrow \infty$ при $U \rightarrow U_b$, где U_b – пробивное напряжение).

Целью настоящей работы было экспериментальное получение этой зависимости для кремниевой МДП-структуры.

Использовавшиеся для эксперимента образцы получены методом термического окисления пластин кремния p -типа ориентации [100] с удельным сопротивлением $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при температуре 1250°C в сухом кислороде до толщины 1000 \AA . Полупрозрачный полевой электрод диаметром $0,7 \text{ мм}$ получали методом термического напыления Ni через маску. В качестве обратного контакта использовался напыленный Al .

Структура вводилась в режим самостабилизированного лавинного умножения [2] приложением к полевому электроду линейно нарастающего с крутизной $\alpha = 2 \cdot 10^4 \text{ В/с}$ импульса напряжения обедняющей полярности.

В момент времени t_0 структура, находящаяся в режиме умножения, засвечивалась через полупрозрачный полевой электрод импульсом света с $\lambda = 0,68 \text{ мкм}$. При этом регистрировалась временная зависимость тока $J(t)$ через сопротивление нагрузки (50 Ом). Эксперимент проводился с различными интенсивностями засветки, причем для любой интенсивности неумноженный фототок J_0 был много больше темнового тока, что позволяло пренебрегать темновой генерацией носителей.

Из уравнений баланса напряжений, Пуассона и Гаусса были получены выражения, позволяющие вычислять величины лавинного тока J_{av} и поля E_s в полупроводнике по известным временным зависимостям напряжения на структуре $U(t)$ и регистрируемого тока $J(t)$.

$$E_s(t) = \sqrt{\frac{2eN_a}{\epsilon_0\epsilon_s} \left(U(t) - \frac{\sigma(t)}{C_i} \right)}, \quad (1)$$

$$J_{av}(t) = J(t) - \frac{eN_a}{E_s(t)} \left(\alpha - \frac{J(t)}{C_i} \right), \quad (2)$$

¹При сопоставлении с p - n -переходом поверхностному полю E_s и поверхностному потенциалу Ψ_s МДП-структуры соответствуют значения максимального поля E_m и напряжения U на p - n -переходе. В дальнейшем будет использоваться терминология, принятая для МДП-структур.

$$\sigma(t) = \int_0^t J(\tau) d\tau. \quad (3)$$

Здесь $\sigma(t)$ – удельная плотность заряда неосновных носителей; N_a – концентрация легирующей примеси в полупроводнике; ϵ_0, ϵ_s – диэлектрические проницаемости вакуума и полупроводника.

По зависимостям $E_s(t)$ и $J_{av}(t)$ находилась временная зависимость коэффициента умножения $M(t) = J_{av}(t)/J_0$ и строилась искомая зависимость $M(E_s)$. Использование разных интенсивностей засветки позволяло получать несколько перекрывающихся участков этой зависимости, повышая таким образом точность эксперимента и расширяя диапазон получаемых коэффициентов умножения.

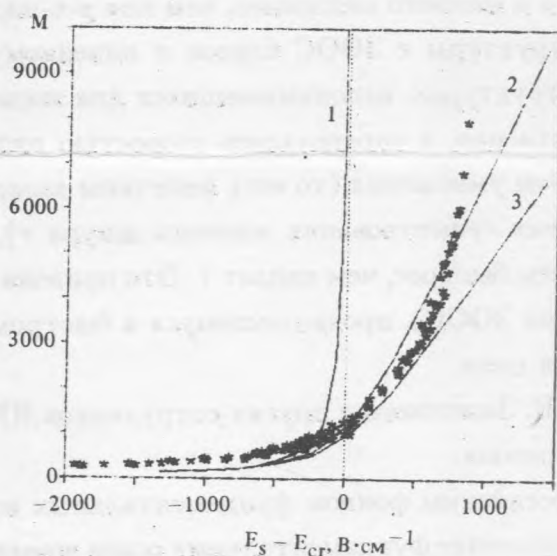


Рис. 1. Зависимость коэффициента умножения M от напряженности поля для различных значений S_0 . Звездочками отмечены экспериментальные результаты для МДП-структуры, а сплошные линии соответствуют расчетным зависимостям, взятым из работы [1]: $S_0 \rightarrow \infty$ (структура без ЗООС) (1), $S_0 = 7,5 \text{ мкм}^2$ (2), $S_0 = 5 \text{ мкм}^2$ (3).

На рис. 1 звездочками показана полученная зависимость $M(E_s)$. Кривая 1 соответствует p - n -переходу, кривые 2, 3 – результатам модельных расчетов [1] для эффективной площади растекания S_0 , равной 7,5 и 5 мкм^2 соответственно.

Из рисунка видно, что предсказываемое нестационарной моделью уменьшение крутизны зависимости $M(E_s)$ по сравнению с аналогичной зависимостью для p - n -перехода

и продление кривой в область полей, превышающих пробивное, подтверждается экспериментально.

Этот эффект не может быть объяснен неоднородностями потенциального рельефа структуры, приводящими, напротив, к увеличению крутизны зависимости [3].

Хотелось бы отметить, что наблюдаемый эффект сглаживания зависимости $M(E_s)$ значительно превышает возможные погрешности эксперимента. Величины экспериментально определяемых параметров (C_i, N_a) контролировались при "сшивке" участков зависимости, полученных при различных интенсивностях засветки и даже небольшие их вариации приводили к заметной нестыковке разных участков. Оценка влияния сопротивления нагрузки и объемного сопротивления кремния показала, что оно также незначительно.

Из рисунка видно, что угол наклона экспериментальной кривой для МДП-структуры растет с ростом поля, хотя и намного медленнее, чем для p - n -перехода, в то время как расчетный график для структуры с ЗООС близок к линейному. Это связано с тем, что в однородных МДП-структурах, использовавшихся для эксперимента, площадь S_0 не ограничивалась искусственно, а определялась скоростью диффузионно-дрейфового растекания заряда. С ростом умножения (то есть величины заряда, накапливающегося на границе раздела за время существования токового шнура τ), скорость растекания заряда также растет, причем быстрее, чем падает τ . Это приводит к увеличению S_0 (то есть к ослаблению действия ЗООС), проявляющемуся в быстром росте коэффициента умножения при увеличении поля.

Авторы благодарят В. Б. Залесского и других сотрудников ИРЭ Белорусской АН за помощь в изготовлении образцов.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта 93-02-14397 "Исследование фундаментальных основ новых методов регистрации ...". Руководитель проекта В. Э. Шубин.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Богданов С. В., Шубин В. Э., Шушаков Д. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5-6, 3 (1994).
- [2] Bogdanov S. V., Kravchenko A. B., Plotnikov A. F., and Shubin V. E., Phys. Stat. Sol. (a), 93, 361 (1986).
- [3] Bogdanov S. V., Poyarov P. P., Shubin V. E., and Shushakov D. A., Applied Surface Science, 39, 381 (1989).

Поступила в редакцию 30 декабря 1993 г.