

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МТДП СТРУКТУР В РЕЖИМЕ СТАЦИОНАРНОГО ЛАВИННОГО ПРОБОЯ

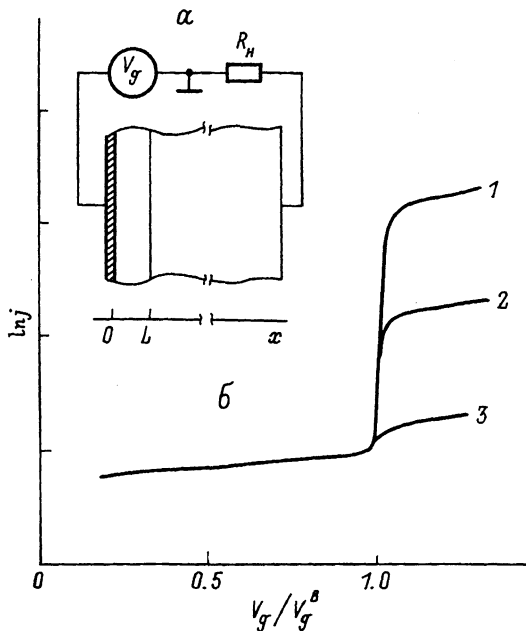
А.Я. В у л ь, А.Т. Д и д е й к и н,
А.В. С а ч е н к о, А.И. Ш к р е б т и й

Хорошо известно, что в структурах МДП с тонким проводящим диэлектриком (МТДП) в режиме стационарного неравновесного обеднения в том случае, когда наряду с током неосновных носителей заряда через диэлектрик протекает ток основных носителей, наблюдается эффект внутреннего усиления фототока [1, 2].

Если начальный поверхностный потенциал такой, что ток основных носителей заряда заблокирован, то электрические характеристики МТДП структур аналогичны резким p-n-переходам [3]. В этом случае возможен иной механизм внутреннего усиления фототока за счет лавинного размножения носителей заряда. В нестационарном режиме такой механизм усиления в МДП структурах исследовался ранее (см. например, [4]). Поскольку в этих структурах проводимость диэлектрика имеет чисто емкостный характер, стационарный процесс ударной ионизации в них невозможен.

В данной работе анализируются вид вольт-амперной характеристики (ВАХ) и особенности усиления фототока в структурах МТДП с проводящим окисным слоем в условиях лавинного умножения в области пространственного заряда (ОПЗ) при приложении постоянного смещения к металлическому электроду.

Рассмотрим МТДП структуры на основе кремния p-типа (см. рисунок, а). Оценки на основе [5] показывают, что при концентрации примеси $N_d \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ процесс лавинного умножения возникает раньше, чем туннельный пробой. Когда поверхностный потенциал полупроводника $\psi_s \approx \psi_s^*$ (соответствует потенциалу пробоя), концентрация дырок у поверхности резко возрастает в соответствии с законом, определяющим коэффициент лавинного умножения M [5].



- а) Схематический разрез МДП структуры; 0 – граница диэлектрик-полупроводник, L – граница область обеднения – инверсионный слой;
 б) ВАХ структуры МДП в режиме лавинного пробоя при различных величинах эффективной туннельной прозрачности диэлектрического слоя $\bar{D}_p(1) > \bar{D}_p(2) > \bar{D}_p(3)$.

Возникающий в процессе генерации инверсионный слой (ИС) экранирует внешнее приложенное поле, что приводит к возникновению отрицательной обратной связи, стабилизирующей этот процесс. Часть неравновесных дырок уходит во внешнюю цепь, уменьшая глубину обратной связи. В результате при постоянном напряжении смещения V_g устанавливается динамическое равновесие, при котором ток лавинной генерации равен току, текущему через диэлектрик.

Указанные процессы определяют ВАХ МДП структуры, обратная ветвь которой состоит из двух участков – экспоненциального и более слабого, как будет видно в ряде случаев, квадратичного роста тока. Поясним это следующим образом. Плотность тока, текущего через диэлектрик, может быть найдена из уравнения

$$j_{\text{онз}} = M j_0 = j_0 \left\{ 1 + \left[1 - \int_0^L \alpha(E) dx \right]^{-1} \right\} = j_d, \quad (1)$$

где $j_{\text{онз}}$ – ток генерации в полупроводнике, $\alpha(E)$ – коэффициент ударной ионизации носителей заряда, j_0 – инициирующее значение тока темновой и световой генерации, L – толщина ОПЗ. В общем

случае решение (1) следует искать численно, однако с достаточной точностью зависимость $j_d(V_d)$ может быть получена аналитически. Оказывается, что при возникновении лавинной генерации независимо от ее темпа толщина слоя неравновесного обеднения остается практически неизменной. Действительно, несмотря на наличие сильного поля у поверхности, обусловленного ИС, вклад этой области в коэффициент умножения мал по сравнению с участками за пределами ИС. Это связано с существенным уменьшением коэффициента ударной ионизации $\alpha(E)$ при рассеянии свободных носителей друг на друге. Используя предложенную в [6] модель, путем численного определения величины M можно показать [7], что при возникновении лавины независимо от проводимости диэлектрика потенциал полупроводника, начиная с которого возникает ИС, практически стабилизируется при значениях, соответствующих началу генерации, и толщина ОПЗ остается неизменной. При этом относительное увеличение φ_s за счет формирования ИС составляет доли процента.

В случае туннельного механизма проводимости диэлектрика, при котором $j_d = \frac{1}{4} v_p \bar{D}_p \rho_s$ [1], где v_p - тепловая скорость дырок, \bar{D}_p - прозрачность барьера, используя связь между поверхностной концентрацией ρ_s и падением напряжения на диэлектрике [8], можно показать, что:

$$j_d = \frac{1}{4} v_p \bar{D}_p \alpha \left[(V_g - \varphi_B)^2 \left(\frac{2L_d \epsilon_s}{k T d \epsilon_d} \right)^2 - |y_B| \right], \quad (2)$$

где d - толщина слоя диэлектрика, L_d - длина экранирования Дебая, ϵ_d и ϵ_s - диэлектрические проницаемости диэлектрика и полупроводника, $y_B = \frac{\varphi_B L}{kT}$. Как видно из (2), зависимость тока от напряжения в данной области квадратичная. Такая зависимость тока от напряжения будет иметь место и в том случае, когда проводимость диэлектрика ограничена объемным зарядом. Выход в квадратичный участок ВАХ с некоторого значения V_g обусловлен тем, что начиная с некоторой величины коэффициента лавинного умножения, проводимость окисного слоя ограничивает величину сквозного тока через структуру. В этой области увеличение скорости генерации неосновных носителей заряда за счет увеличения температуры или освещенности приводит к уменьшению ширины слоя обеднения и электрического поля в ОПЗ и величины коэффициента лавинного умножения таким образом, что ток через структуру не изменится. Ограничение величины сквозного тока обусловлено возникновением глубокой отрицательной обратной связи между коэффициентом лавинного умножения и напряженностью электрического поля на границе инверсионного слоя и слоя обеднения. Это означает, что при $V_g > V_g^0$ фоточувствительность структуры резко уменьшится.

Естественно, что изменяя величину проводимости окисного слоя, (например, его толщину) можно управлять величиной тока в области квадратичного участка (см. рисунок, б).

Заметим, что в МТДП структуре будет обеспечиваться однородность лавинного пробоя по площади по двум причинам: во-первых, за счет экранировки электрического поля из-за перераспределения потенциала между окисным слоем и полупроводником; во-вторых, потому, что любое локальное возрастание электрического поля приведет к переходу в этой области рабочей точки с экспоненциального на квадратичный участок.

Указанные особенности ВАХ будут иметь место и тогда, когда окисный слой заменен широкозонным полупроводником. В этом случае величина проводимости может регулироваться не только изменением толщины, но и разрывом зон на гетерогранице, а также концентрацией легирующей примеси.

Л и т е р а т у р а

- [1] S h e w s h u n J., G r e e n M.A. - Sol. St. Electr., 1974, v. 17, p. 349-365.
- [2] В у л ь А.Я., Д и д е й к и н А.Т., З и н ч и к Ю.С., С а н и н К.В., С а ч е н к о А.В. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 9, с. 520-524.
- [3] В у л ь А.Я., Д и д е й к и н А.Т., З и н ч и к Ю.С., С а н и н К.В., С а ч е н к о А.В. - ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1471-1477.
- [4] В о г д а н о в S.V., К р а в ч е н к о А.В., П л о т н и к о в А.Ф., Ш у б и н V.E. - Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 93, N 1, p. 361-367.
- [5] З и С.М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984, т. 1, с. 456.
- [6] С h o s h R., R o y S.K. - Sol. St. Electr., 1975, v. 18, N 11, p. 945-948.
- [7] С а ч е н к о А.В., Ш к р е б т и й А.И. В сб. "Физические проблемы интегральной МДП электроники", Дрогобыч, 1987, с. 157.
- [8] С а ч е н к о А.В., С н и т к о О.В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников, Киев, 1984.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.