

ЭМИССИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ДВУОКИСИ КРЕМНИЯ  
ВБЛИЗИ ПОРОГОВОГО ПОЛЯ

Д.Г. Е с а е в, С.П. С и н и ц а

Изучение горячих электронов в структурах металл-диэлектрик (двуокись кремния)-полупроводник(кремний)-МДП методом лавинного размножения [1] позволило установить пороговую зависимость средней энергии электронов в двуокиси кремния от величины ускоряющего поля в диэлектрике. Аналогичные результаты получены и при измерении эмиссии из МДП структур в вакуум [2]. В полях больших порогового средняя энергия электронов возрастает до нескольких электрон вольт и возникает эмиссия в вакуум.

Однако в настоящее время не известны не только закономерности этой эмиссии, но даже величина порогового поля. Если в первом сообщении [1] она определена в  $4 \cdot 10^6$  В/см, то в последнем [3] в  $2 \cdot 10^6$  В/см.

Это положение связано с тем, что при исследовании МДП структур как методом эмиссии в вакуум [4], так и методом лавинного размножения [5] существуют трудности принципиального характера. Они обусловлены недостаточным знанием функции  $\mathcal{L}_{ee}(\epsilon)$  [6, 7] длины пробега электрона в металле по электрон-электронным столкновениям или ионизационным столкновениям в полупроводнике; сильной полевой зависимостью инжекционного тока на контакте полупроводник-диэлектрик и малым током эмиссии в экспериментальных условиях. Нами был предложен метод эмиссии в вакуум через открытую поверхность диэлектрика, свободный от указанных недостатков [8]. В настоящем сообщении приводятся результаты, полученные этим методом в структурах кремний-двуокись кремния.

Описанный ранее метод [8] усовершенствован в следующих направлениях: а) уменьшена плотность светового потока и эмиссионного тока, что позволило записывать кривую задержки при изменении потенциала поверхности, вызванном фоторазрядкой,  $\Phi \lesssim 0.1$  В; б) уменьшена площадь зонда, контролирующего потенциал поверхности  $SiO_2$  до  $1 \text{ мм}^2$ , и уменьшена неоднородность потенциала поверхности до величины  $\Phi \approx 0.1$  В;

в) анализатор дополнен третьей сеткой, препятствующей возникновению коллекторного тока за счет фотоэмиссии из коллектора. На кремниевую подложку исследуемой структуры подавался ускоряющий (по отношению к первой сетке) потенциал  $U_y = 45-30$  В.

Геометрическая прозрачность трех сеток анализатора составляет 34%. Результаты получены на структурах: кремний  $n$ - и  $p$ -типа, ориентации (100), с удельным сопротивлением 7.5 и 4.5 Ом·см, термический слой двуокиси кремния толщиной 320 Å. Поверхность кремния при нулевом заряде поверхности  $SiO_2$  для  $p$ -кремния находится в области инверсии, для  $n$ -типа - в области плоских зон.

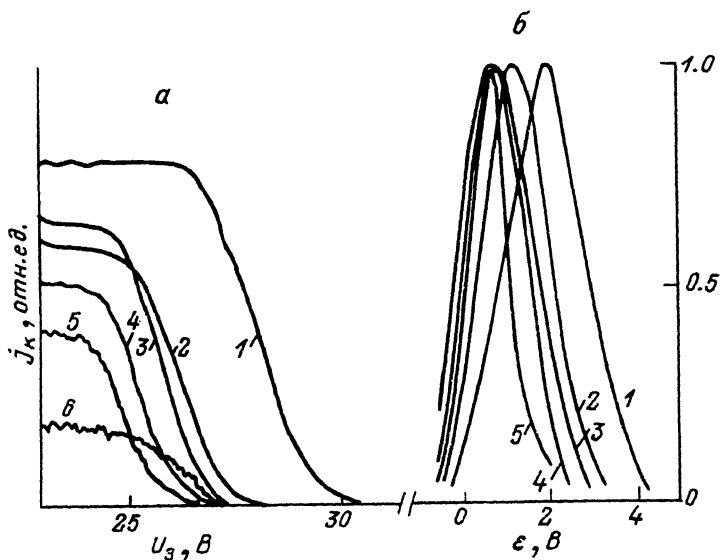


Рис. 1. а) Ток коллектора в зависимости от задерживающего потенциала. Потенциал подложки  $U_y=45(1), 38(2), 33(3), 31(4), 29(5), 29(6)$  В. б) Нормированные дифференциальные кривые тока коллектора. Поле в диэлектрике  $E \cdot 10^{-6}=5.6(1), 3.9(2), 2.4(3), 1.9(4), 1.3(5), 0.7(6)$  В/см.  $h\nu=5$  эВ,  $d_{ox}=320 \text{ \AA}$ , КЭФ -  $7.5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

Кривые задержки эмиссионного тока и результат дифференцирования этих кривых, нормированных к одной точке - потенциалу электрона в вакууме над поверхностью  $SiO_2$ , представлены на рис. 1. Видно, что положение максимума функций распределения электронов и ширина кривой на полувысоте смещаются в сторону возрастания энергии с ростом электрического поля  $E$ . Длина релаксации электрона по энергии может быть определена из соотношения:

$$\lambda_e = \frac{1}{q} \cdot \frac{d\langle \epsilon \rangle}{dE} \approx 35 \text{ \AA},$$

где  $\langle \epsilon \rangle$  средняя энергия электрона в поле  $E$ ,  $q$  - заряд электрона.

Минимальное поле, при котором был зарегистрирован ток эмиссии, составляло  $(0.7 \pm 0.2) \cdot 10^6$  В/см. Эти результаты согласуются с данными работы [9], полученными при исследовании полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в плавленном кварце. В области  $(0.5-1) \cdot 10^6$  В/см в [9] наблюдается переход к насыщению дрейфовой скорости, свидетельствующий о начале разогрева электронного газа.

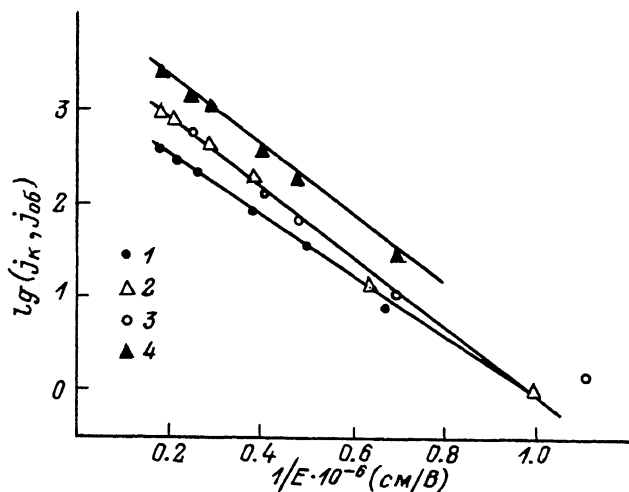


Рис. 2. Зависимость тока коллектора и тока в цепи образца от поля в диэлектрике,  $h\nu = 5$  эВ. 1, 2 -  $j_k$  - КДБ -  $4.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $d_{ox} = 320 \text{ \AA}$ ; 3 -  $j_k$  - КЭФ -  $7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $d_{ox} = 320 \text{ \AA}$ ; 4 -  $j_{0d}$  - КЭФ -  $7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ,  $d_{ox} = 320 \text{ \AA}$ .

Зависимость эмиссионного тока, измеренного в цепи коллектора, от величины поля в диэлектрике представлена на рис. 2. Там же приведены результаты измерения полевой зависимости фототока, измеренного в цепи образца. Видно, что обе зависимости имеют одинаковый характер  $j_k, j_{0d} \sim \exp\left(-\frac{E_0}{E}\right)$  с величиной  $E_0 = (8 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ В/см}$ .

Отношение тока эмиссии  $j_3$ , скорректированное с учетом прозрачности сеток анализатора, к току образца  $j_{0d}$  составляет  $85 \pm 5\%$ .

Наблюдаемое поведение  $j_{0d}(E)$  не соответствует шоттковскому изменению барьера  $\psi_{Si-SiO_2}$  для внутренней фотоэмиссии в данных полях в МДП структуре  $Si-SiO_2-Al$  [10], где  $\psi_{Si-SiO_2}$  определялся из спектральной зависимости квантового выхода в области частот  $h\nu > \psi_{Si-SiO_2}$ . Оно соответствует изменению тока, наблюдавшемуся в работе [11], в структуре  $Si-SiO_2-Al$  при энергии кванта  $h\nu \leq 4$  эВ и стимулированному фотонами туннелированию в области частот  $h\nu < \psi_{SiO_2-Al}$ , найденному в [12] для фотоэмиссии из алюминия в  $SiO_2$ .

Таким образом, хотя механизм формирования наблюдаемой зависимости фототока от поля  $j_{0d}(E)$  не известен, именно он определяет полевую зависимость тока эмиссии  $j_3(E)$ , поскольку отношение  $j_3/j_{0d}$  остается постоянным во всем исследованном диапазоне полей и близко в 100%.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Theis T.N., Di Maria D.J., Kirtley J.A., Dong D.V. - Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 16, p. 1445-1448.
- [2] Fitting H.J., von Czernomski A. - Phys. Status Solidi (a), 1986, v. 39, p. 385-396.
- [3] Di Maria D.J., Fischetti M.V., Tierney E., Brorson S.D. Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, N 12, p. 1284-1286.
- [4] Solomon P.M. "The Physics of SiO<sub>2</sub> and Its Interfaces" ed. by S.T. Pantelidies 2Pergamon Press" N.-Y., 1978, p. 160.
- [5] Di Maria D.J., Theis T.N., Kirtley J.R., Pesavento F.L., Dong D.W., Brorson S.D. - J. Appl. Phys., 1985, v. 37, N 4, p. 1214-1238.
- [6] Handy R.M. - J. Appl. Phys., 1966, v. 37, N 13, p. 4620-4628.
- [7] Alig R.C., Bloom S., Struck C.W. - Phys. Rev., B., 1980, v. 22, N 12, p. 5565-5582.
- [8] Есаев Д.Г., Синица С.П. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 17, с. 1063-1066.
- [9] Hughes R.C. - Sol. State Electron., 1978, v. 21, p. 251-258.
- [10] Powell R.J. - J. Appl. Phys., 1970, v. 41, p. 2424-2436.
- [11] Гриценко В.А., Могильников К.П. - Физические процессы в структурах МДП. Сб. науч. трудов ИФП СОАН СССР, Новосибирск, 1978, с. 121.
- [12] Harstein A., Weinberg Z.A., Di Maria D.J. - "The Physycs of SiO<sub>2</sub> and Its Interfaces" ed. by S.T. Pantelidies, Pergamon Press, N.-Y., 1978, p. 160.

Институт физики полупроводников  
СОАН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию  
6 января 1988 г.