

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД К ПРОВОДИМОСТИ С ПОСТОЯННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА ПО СОСТОЯНИЯМ ВБЛИЗИ УРОВНЯ ФЕРМИ ПРИ ЭФФЕКТЕ ПОЛЯ В СЛАБОКОМПЕНСИРОВАННОМ Si:B

А.С.Веденев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан, А.Моделли*, В.В.Рыльков,
Ю.Я.Ткач

*Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино, Московская обл., Россия*

** A. Modelli, SGS-THOMSON Microelectronics,
20041 Agrate Brianza, Milano, ITALY*

Поступила в редакцию 21 апреля 1993 г.

Обнаружены возрастание и выход на плато низкотемпературной электропроводности слоев Si:B с высоким уровнем легирования при обеднении их поверхности основными носителями заряда. Результаты интерпретируются на основе представлений о концентрационном переходе к новому типу прыжковой проводимости.

Изменение соотношения между концентрациями занятых и пустых центров, образующих примесную зону, за счет введения избыточных носителей заряда посредством эффекта поля или инжекции из контактов позволяет контролируемо смещать уровни примеси относительно энергии Ферми и тем самым осуществлять переход от активационной прыжковой проводимости в максимуме плотности состояний к практически безактивационной проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми. В массивных легированных полупроводниках такой режим прыжкового переноса с характерным уменьшением энергии активации при понижении температуры описывается законом Мотта и наблюдается только при низких температурах [1]. Покажем, что при эффекте поля в примесной зоне слабокомпенсированного кремния проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми обнаруживает совершенно иные закономерности и может проявляться при существенно более высоких температурах.

Исследования проводились в классической конфигурации эффекта поля (рис.1а) на тонких ($d = 0,5$ мкм) слоях p -Si:B с концентрацией бора $N_a = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, снабженных двумя p^+ -контактами; p -слой формировался на n -Si:P подложке (концентрация фосфора $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) ионной имплантацией бора. Поликремниевый полевой электрод с размерами 100×100 мкм изолировался слоем термического окисла SiO_2 толщиной $d_{ox} = 620 \text{ \AA}$. По методике [2] в области температур $T = 6 \div 300 \text{ К}$ измерялась статическая электропроводность p -слоя σ в функции от потенциала полевого электрода V_g .

Полевые зависимости $\sigma(V_g)$ для области температур $T \geq 6 \text{ К}$ приведены на рис.2. Поведение кривых в области $T \geq 20 \text{ К}$ отвечает классическим представлениям о монотонном падении σ вследствие уменьшения поверхностной концентрации основных носителей заряда и расширения с V_g слоя обеднения полупроводника [3]. При $T \leq 20 \text{ К}$ зависимости $\sigma(V_g)$ приобретают принципиально иной характер. В области перехода от режима обогащения к режиму обеднения поверхности Si основными носителями заряда на кривых $\sigma(V_g)$ проявляется минимум, сопровождающийся выходом проводимости на отчетливо

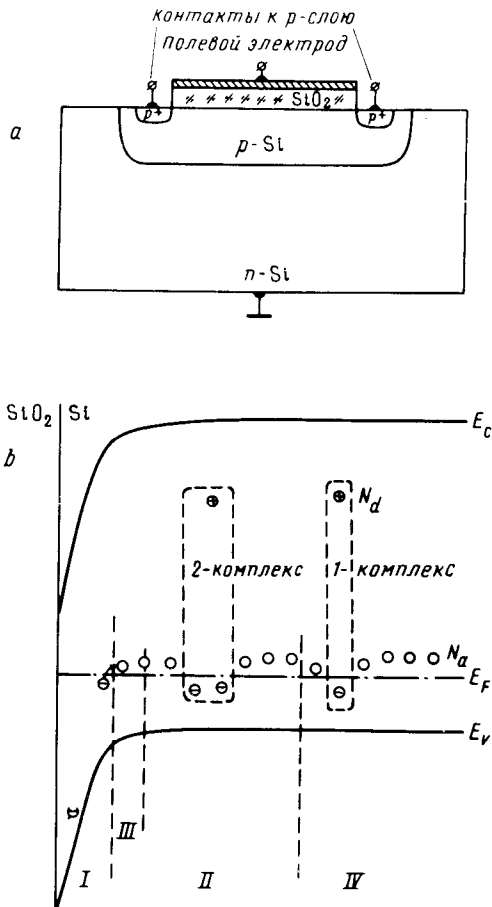


Рис.1. Исследуемая МОП-структура: *a* – поперечное сечение, *b* – зонная диаграмма ОПЗ Si для $V_g > V_g^*$, где I – область ионизированной примеси бора, II – область 2-комплексов, III – переходная область, IV – электронейтральная область

выраженное плато. Эта закономерность – прямой результат последовательной смены механизмов переноса, обусловленной эффектом поля и проявляющейся в переходе от свободного движения дырок в валентной зоне (режим обогащения) к прыжковому электронному транспорту по локализованным состояниям бора (режим обеднения). Действительно, при достаточно низких температурах в условиях плоских зон проводимость, очевидно, может осуществляться только путем перескоков электронов с концентрацией $n \leq N_d \ll N_a$ между атомами бора. С увеличением V_g величина n , а следовательно и σ , будет возрастать. При пересечении уровня бора с уровнем Ферми в переходной области, разделяющей ионизированные и нейтральные атомы бора (рис.1b), формируется новый, дополнительный канал прыжковой проводимости. При этом достигается максимум произведения числа пустых и заполненных примесных атомов, а следовательно, и максимум проводимости. При $V_g \leq 0$ возникает поверхностный канал обогащения и σ возрастает. Поэтому естественно полагать, что условие плоских зон выполняется вблизи минимума зависимостей $\sigma(V_g)$, а

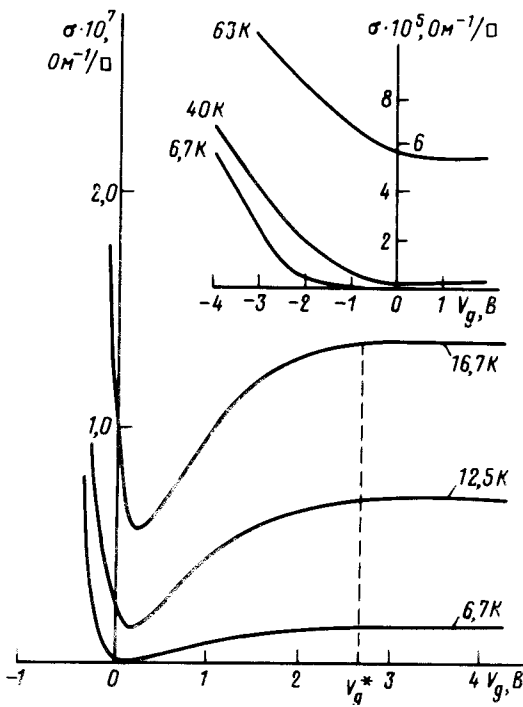


Рис 2. Электропроводность слоя p -Si в функции от потенциала затвора при различных температурах

электропроводность дополнительного канала σ_c есть разность между величиной σ при данном значении обедняющего напряжения V_g и электропроводностью в точке минимума σ_{min} , то-есть $\sigma_c = \sigma(V_g) - \sigma_{min}$.

Температурные зависимости $\sigma_{min}(T)$ и $\sigma_c(T)$ для значений $V_g \geq 3$ В, при которых $\sigma(V_g) = \text{const}$, приведены на рис.3. Видно, что на графике $\sigma_{min}(T)$ проявляется область постоянной энергии активации $\epsilon = 9,5$ мэВ, совпадающей с энергией активации ϵ_3 прыжковой проводимости в объеме p -Si при том же уровне легирования [4]. Зависимость $\sigma_c(T)$ также имеет активационный характер, однако ее энергия активации $\epsilon_c \approx 1,6$ мэВ $\ll \epsilon$ и, в отличие от случая массивных образцов, обнаруживающих с понижением температуры переход к закону Мотта, остается постоянной во всем температурном интервале наблюдений. Отсюда явствует, что в условиях опыта проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми осуществляется преимущественно прыжками электронов между ближайшими соседями [5]. По данным рис.3 нетрудно оценить ширину переходной области δ , определяющей проводимость σ_c . Учитывая, что при $T \rightarrow \infty$ отношение $\sigma_c/\sigma_{min} \rightarrow \delta/d$, находим $\delta \approx 50 \text{ \AA}$: это значение близко к среднему расстоянию между атомами легирующей примеси $R_a = \sqrt[3]{3/4\pi N_a} = 58 \text{ \AA}$.

Качественно механизм прыжковой проводимости по новому, дополнительному каналу представляется следующим. При значениях V_g , превышающих некоторую пороговую величину V_g^* , акцепторы у поверхности кремния полностью ионизируются, оставаясь в глубине полупроводника преимущественно нейтральными (рис.1 б). При конечной температуре электроны совершают термоактивированные переходы с ионизированных атомов бора на граничащие с ними нейтральные акцепторы, расположенные над уровнем Ферми в узком переходном слое (область III на рис.1 б) толщиной δ , давая дополнительный

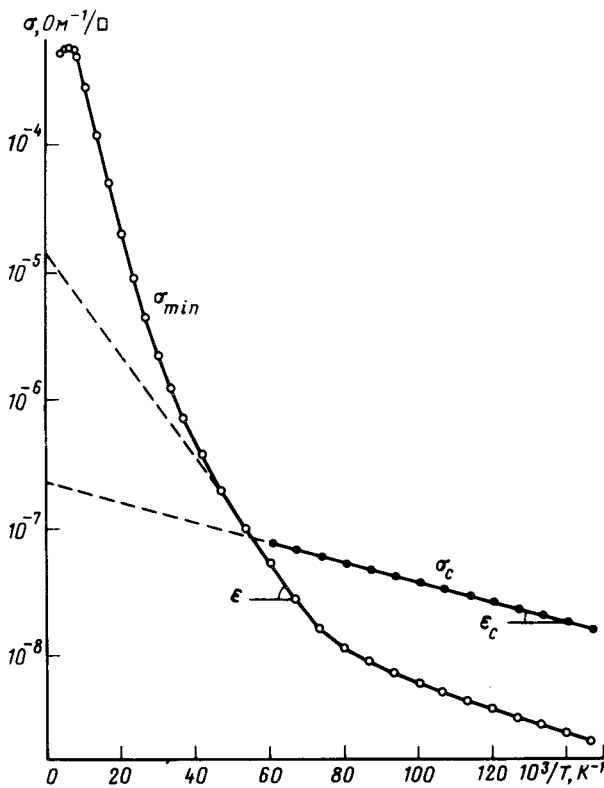


Рис.3. Температурные зависимости σ_{min} и $\sigma_c = \sigma(V_g) - \sigma_{min}$ для $V_g = 3\text{В}$

вклад в ток, протекающий вдоль поверхности образца. Такие переходы, очевидно, сопровождаются смещением электронов в глубь Si на расстояние $\approx R_a$ против электрического поля области пространственного заряда (ОПЗ), поэтому они связаны с преодолением потенциального барьера высотой $E_F R_a$, E_F – электрическое поле ОПЗ в области пересечения уровня бора с уровнем Ферми. Следовательно, энергия активации прыжковой проводимости ϵ_c должна быть $\approx E_F R_a$.

Оценим напряжение V_g^* , при котором сформируется новый канал прыжковой проводимости. Ясно, что он возникнет, когда точка пересечения уровня Ферми с уровнем бора удалится от поверхности на расстояние $\geq R_a$. При этом индуцированный эффектом поля поверхностный заряд $Q = qN_a R_a$ отвечает потенциалу полевого электрода $V_g^* = qN_a R_a \kappa_0 / 4\pi d_0 \approx 3\text{В}$, что хорошо согласуется с данными рис.2 ($\kappa_0 = 3,9$ – диэлектрическая проницаемость SiO_2).

Для нахождения энергии активации ϵ_c необходимо определить электрическое поле E_F . Известно, что в пределе низких температур ($T \rightarrow 0$) в слабокомпенсированном кремнии электроны на атомах бора связаны в 0-, 1- и 2-комплексы, включающие положительно заряженные атомы компенсирующих доноров [5]. При этом уровень Ферми μ расположен ниже уровня невозмущенной примеси бора: $\mu = \epsilon_3 = 0,61q^2/\kappa R_a$ (κ – диэлектрическая проницаемость Si). При $\mu < 0$ положительно заряженный донор не может связать более двух электронов. Поэтому увеличение электронной концентрации вследствие эффекта поля будет сопровождаться превращением 0- и 1-комплексов в 2-комплексы с максимальной концентрацией [6] N_d . Другими словами, ОПЗ при низких температу-

рах формируется, главным образом, отрицательно заряженными 2-комплексами, концентрация которых при увеличении изгиба зон возрастает до N_d и, далее, остается постоянной вплоть до пересечения уровня бора с уровнем Ферми (рис.1 б). Таким образом, в приближении Шоттки $E_F = \sqrt{8\pi N_d \mu / \kappa} \cong 2 \cdot 10^3$ В/см, а $\epsilon_c \simeq E_F R_a \simeq 1,2$ мэВ, что хорошо согласуется с экспериментально найденным значением 1,6 мэВ. Отсюда явствует, что в условиях эффекта поля в Si:B проявляется концентрационный переход к проводимости с постоянной длиной прыжка по состояниям вблизи уровня Ферми, принципиально отличающийся от прыжковой проводимости в массивных полупроводниках [1,4,5], в частности, тем, что ее энергия активации определяется электрическим полем ОПЗ, а не полями хаотически распределенных заряженных центров. Другое важное отличие обусловлено заметным влиянием на величину ϵ_c степени компенсации материала $K = N_d/N_a$ ($\epsilon_c \simeq E_F R_a = R_a (8\pi N_d \mu / \kappa)^{1/2} \propto N_a^{1/3} K^{1/2}$), тогда как в массивных слабокомпенсированных полупроводниках ϵ_3 от K практически не зависит.

Заметим в заключение, что в области минимума кривых $\sigma(V_g)$ при $T < 20$ К, по-видимому, проявляется второй дополнительный канал прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми, локализованный на тыльной поверхности p -слоя, то-есть в области $p-n$ -перехода (рис.1). Об этом свидетельствует (рис.3) стремление ϵ при понижении температуры к некоторой постоянной величине, близкой к ϵ_c .

-
1. Н.Мотт, Э.Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, т.1. М.: Мир, 1982 (N.F.Mott, E.A.Davis. Electronic processes in Non-Crystalline Materials, 22-nd ed., Clarendon, Oxford, v.1 (1979)).
 2. А.С.Веденев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан, ПТЭ **2**, 246 (1992).
 3. А.В.Ржанов. Электронные процессы на поверхности полупроводников, М.: Наука, 1971.
 4. J.A.Chroboczek, F.H.Pollak, and H.F.Staunton, Phil. Mag. B. **50**, 113 (1984).
 5. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
 6. Ю.Я.Ткач, Е.В.Ченский, ЖЭТФ **102**, 1683 (1992).
 7. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985 (T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)).