

## ТУННЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ ФОСФОРА В КРЕМНИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 4.2 К

Охонин С. А., Французов А. А.

Предложен новый метод для изучения кинетики ионизации мелких донорных примесей в сильном поле при температуре 4.2 К, позволяющий производить измерения при больших характерных временах ионизации.

Исследовалась кинетика ионизации атомов фосфора в кремнии. Зависимость скорости ионизации от электрического поля и температуры свидетельствует о туннельном механизме ионизации. Измеренная экспериментально величина туннельной константы  $E^* = 2.1 \times 10^6$  В/см существенно меньше теоретической  $3 \cdot 10^6$  В/см.

При температурах ниже 10 К термическая ионизация атомов фосфора, бора и других легирующих примесей в кремнии происходит чрезвычайно медленно, и основными механизмами ионизации примесей являются туннельная ионизация в сильном поле и ударная ионизация при наличии носителей, инжектированных с контактов.

В ряде работ [1-4] изучался ток, связанный с туннельной ионизацией электронов с уровня мелкой примеси в зону проводимости. Такой метод дает возможность изучать ионизацию только в сравнительно больших электрических полях ( $\sim 2 \cdot 10^4$  В/см), когда постоянная времени ионизации меньше 100 нс; кроме того, требуются образцы с низкой концентрацией легирующей примеси ( $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$ ), чтобы снизить вклад ударной ионизации в измеряемый ток. В настоящей работе использована другая методика. Изучалась ионизация атомов фосфора в эпитаксиальной пленке, нанесенной на сильно легированную подложку. На поверхности пленки изготавливался  $p$ -канальный МОП транзистор (рис. 1). Сильное ионизирующее поле в пленке создавалось при подаче импульсного напряжения между подложкой и каналом транзистора. Ионизация атомов фосфора приводит к накоплению положительного заряда в пленке. В результате изменяются плотность заряда в канале и ток транзистора, изменение тока от времени зависит от кинетики ионизации примесей.

Зонная диаграмма до приложения смещения к подложке показана на рис. 2, а. На поверхности имеется инверсионный канал, а в приповерхностной области доноры, находящиеся выше уровня Ферми, полностью ионизованы. В момент, когда на подложку подается импульсное напряжение, в слабо легированном эпитаксиальном слое возникает добавочное электрическое поле, которое вначале однородно (рис. 2, б). Такая ситуация неравновесна, и через некоторое время происходит ионизация еще некоторой части доноров (рис. 2, в).

Плотность заряда подвижных дырок в канале  $Q$  может быть выражена следующим образом:

$$Q = \epsilon_0 \epsilon_s E_s - \epsilon_0 \epsilon_{0x} E_{0x} = \epsilon_0 \epsilon_{0x} |E_{0x}| - \epsilon_0 \epsilon_s |E_s|, \quad (1)$$

где  $\epsilon_{0x}$  и  $\epsilon_s$  — диэлектрические постоянные оксида и кремния,  $E$  — поле в изолирующем окисле,  $E_s$  — поле в кремнии на границе с каналом. Мы считаем, что координата  $x$  растет в глубь полупроводника. При этом  $E_s$  и  $E_{0x}$  отрицательны. При ионизации доноров в эпитаксиальной пленке  $|E_s|$  возрастает. В результате уменьшаются  $Q$  и соответственно ток в канале транзистора.

Измерения тока канала производились на переменном сигнале (рис. 1) по падению напряжения на сопротивлении  $R_s$ , включенном в цепь истока. Это напряжение усиливалось, и сигнал подавался на вход синхронного детектора. Сигнал на входе синхронного детектора измерялся при помощи АЦП. Управление установкой и обработка результатов осуществлялись при помощи ЭВМ. Кри-

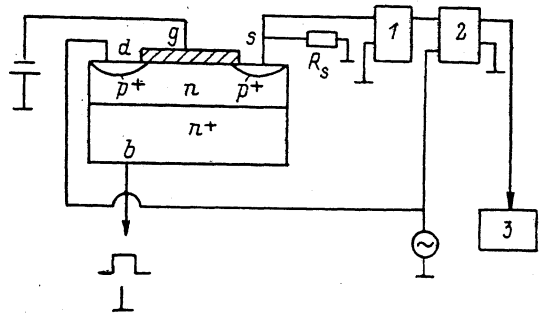


Рис. 1. Принципиальная схема измерений.

1 — усилитель, 2 — синхронный детектор, 3 — аналого-цифровой преобразователь.

вая  $J(t)$ , измеренная при  $T=4.2$  К, показана на вставке к рис. 3. Начальный скачок тока обусловлен изменением заряда в канале вследствие возрастания поля на границе с инверсионным слоем в момент включения импульса. Дальнейшее изменение тока связано с изменением электрического поля на этой границе вследствие ионизации примесных атомов в эпитаксиальной пленке.

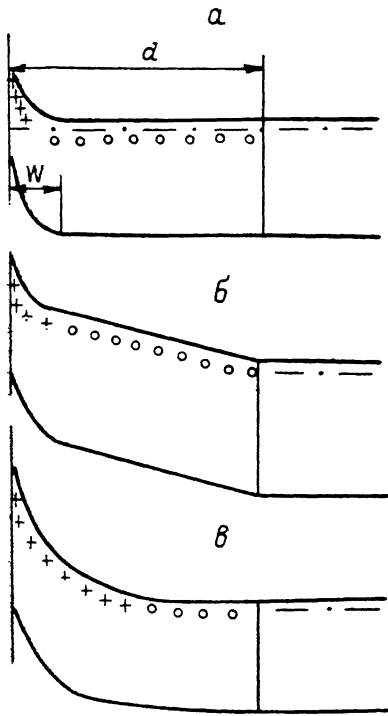


Рис. 2. Зонные диаграммы до (а), в момент (б) и после (в) приложения смещения к подложке.

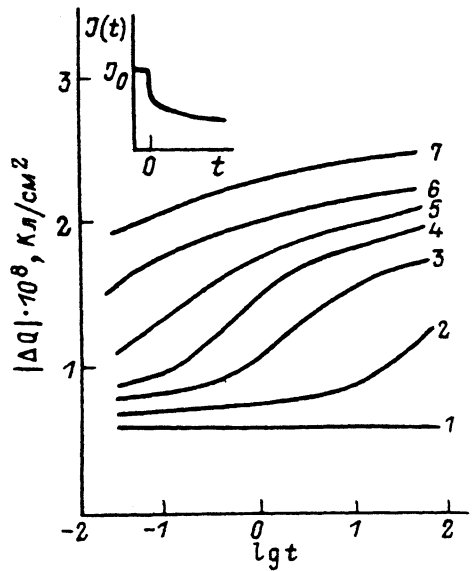


Рис. 3. Экспериментальные зависимости  $|\Delta Q|$  от  $\lg t$  при разных амплитудах смещения подложки.

Амплитуда смещения, В: 1 — 1.5, 2 — 2, 3 — 2.2, 4 — 2.4, 5 — 2.6, 6 — 2.8, 7 — 3.

В случае слабой зависимости подвижности носителей в канале от смещения подложки, что хорошо выполнялось в наших экспериментах, для расчета зависимости изменения заряда в канале от времени  $\Delta Q(t)$  можно воспользоваться формулой

$$\Delta Q(t) = (J(t) - J_0) (Q_0 / J_0),$$

где  $J_0$  — ток до подачи смещения на подложку,  $J(t)$  — ток после подачи смещения на подложку,  $Q_0 = C_{ox}(V_g - V_T)$ , где  $C_{ox}$  — емкость подзатворного диэлектрика,  $V_g$  — напряжение на затворе,  $V_T$  — пороговое напряжение.

Транзистор, использованный в наших экспериментах, был изготовлен на эпитаксиальной пленке толщиной 2.5 мкм с концентрацией фосфора  $10^{15}$  см $^{-3}$ , выращенной на подложке с концентрацией доноров  $3 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ .

На рис. 3 показаны зависимости  $|\Delta Q|$  от  $\lg t$ , измеренные при разных амплитудах импульса на подложке. Наблюдается резкая зависимость кинетики ионизации от величины электрического поля, характерная для туннельного механизма. В то же время в диапазоне 4.2—7 К не наблюдалось зависимости скорости ионизации от температуры, что также свидетельствует в пользу туннельного механизма.

Был проведен расчет изменения  $\Delta Q$  от времени для туннельного механизма ионизации. Вероятность ионизации в единицу времени [1]

$$\tau^{-1} = A \exp(-E^*/E), \quad (2)$$

где  $E$  — электрическое поле, величина параметра  $E^*$  определяется туннельной прозрачностью барьера. Для кулоновского потенциала [5]

$$E^* = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*} E_d^2}{q\hbar}. \quad (3)$$

Здесь  $E_d$  — энергия основного уровня донорной примеси,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $q$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка.

Предэкспоненциальный множитель  $A$  в (2) близок по величине к  $E_d/\hbar$  и слабо зависит от  $E$ .

Величина электрического поля в каждой точке эпитаксиальной пленки может быть найдена из решения уравнения Пуассона

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_s} N_d^+(x, t), \quad (4)$$

где  $N_d^+$  — концентрация ионизованных доноров. Ее изменение во времени подчиняется уравнению

$$\frac{\partial N_d^+(x, t)}{\partial t} = \frac{N_d(x) - N_d^+(x, t)}{\tau(x, t)}, \quad (5)$$

где  $N_d(x)$  — полная концентрация доноров на расстоянии  $x$  от границы.

Граничное условие при решении уравнений (4), (5), (2) состоит в том, что разность потенциалов между каналом и подложкой после подачи импульса  $V$ , составляет  $V_b + V_1$ , или

$$- \int_0^d E(x, t) dx = V_b + V_1, \quad (6)$$

где  $d$  — толщина эпитаксиальной пленки,  $V_1$  — падение потенциала в слое обеднения и инверсии до подачи импульса.

Интегрирование уравнения (4) с учетом (6) дает для величины поля на расстоянии  $x$  от канала

$$E(x, t) = - \frac{V_b}{d} + \frac{q}{d\epsilon_0 \epsilon_s} \left( \int_0^x N_d^+(x, t) x dx - \int_x^d N_d^+(x, t) (d-x) dx \right) + E_1(x), \quad (7)$$

где  $E_1(x)$  — поле в слое обеднения до подачи импульса. До включения импульса  $V_b$  доноры ионизованы в области обеднения толщиной  $W$  и нейтральны в остальной части пленки, т. е. при  $W < x < d$ . Отметим, что поле  $E_1(x)$  равно нулю при  $W < x < d$ , т. е. в той части пленки, где доноры нейтральны и идет процесс ионизации.

Воспользовавшись выражением (4), можно получить следующее соотношение для изменения заряда носителей в канале:

$$\Delta Q(t) = \Delta E_s(t) \epsilon_0 \epsilon_s = - |\Delta E_s(t)| \epsilon_0 \epsilon_s, \quad (8)$$

где  $\Delta E_s(t) = E(0, t) - E(0, 0)$  — разность между полем у границы канала в момент времени  $t$  и до подачи импульса смещения на подложку. Величина  $E(0, t)$  определяется соотношением (7). С учетом того, что в области  $0 < x < W$  все доноры ионизованы еще до подачи смещения на подложку и поле, создаваемое ими, не зависит от времени, для  $\Delta E_s(t)$  получим

$$\Delta E_s(t) = -\frac{V_b}{d} - \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_s d} \int_W^d N_d^+(x, t) (d-x) dx. \quad (9)$$

Электрическое поле в момент включения одинаково при всех  $W < x < d$  и равно  $E_0 = -V_b/d$ , скорость накопления заряда, согласно (5), пропорциональна  $N_d(x)$  в этой части пленки. Однако по мере увеличения  $N_d^+$   $|E|$  растет в приповерхностной области и уменьшается на границе с подложкой. В резуль-

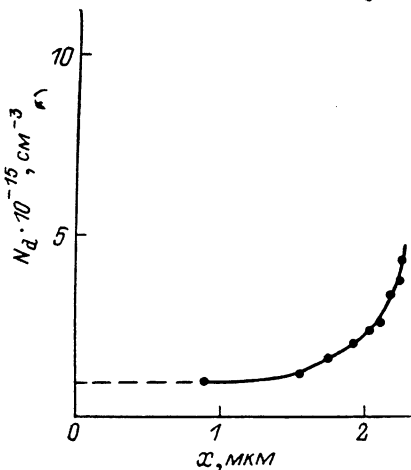


Рис. 4. Измеренная зависимость  $N_d(x)$ .

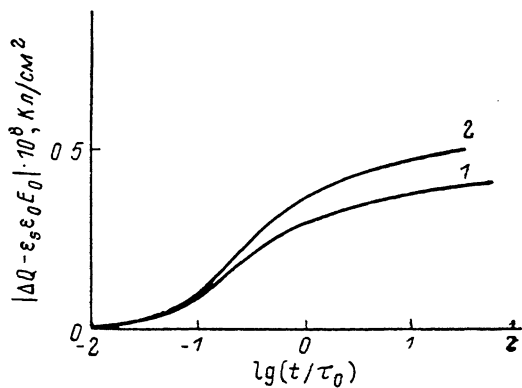


Рис. 5. Расчетные зависимости величины  $|\Delta Q - \epsilon_s \epsilon_0 E_0|$  от  $\lg(t/\tau_0)$ .

$E_0 \cdot 10^{-4}$ , В/см: 1 — 1, 2 — 1.2.

ате вероятность ионизации  $\tau^{-1}$  увеличивается в приповерхностной области, а вдали от поверхности уменьшается. Таким образом, зависимость заряда в пленке от времени имеет сложный вид и не описывается аналитически.

Для численного решения уравнений (4) и (5), описывающих накопление заряда, необходимо знать  $d$  и распределение концентрации примесей по глубине  $N_d(x)$ .

Для определения эффективной толщины эпитаксиальной пленки транзистор охлаждался до 4.2 К. Затем на подложку подавалось синусоидальное напряжение амплитудой  $\delta u$  и измерялась амплитуда переменной составляющей тока канала  $\delta J_b$  при постоянном малом напряжении на стоке. Затем синусоидальное напряжение тех же амплитуды и частоты подавалось на затвор и снова измерялась переменная составляющая тока канала  $\delta J_g$ . Отношение  $\delta J_b/\delta J_g$  равно отношению емкости подложка—канал и емкости затвор—канал, т. е.

$$\delta J_b/\delta J_g = C_b/C_{ox}$$

По измеренной величине  $C_b/C_{ox}$  и по известным величинам толщины диэлектрика и диэлектрических постоянных диэлектрика и кремния была определена толщина эпитаксиальной пленки (2.5 мкм).

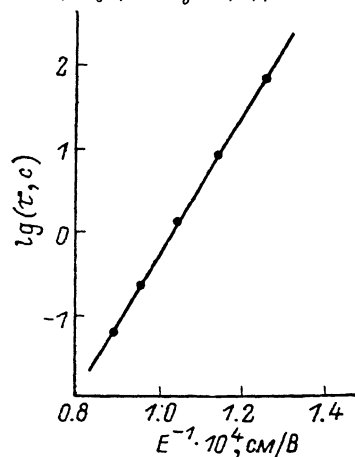
Для определения профиля легирования эпитаксиальной пленки был использован также емкостный метод. Для этого при комнатной температуре измерялась емкость слоя обеднения  $C_d$  в зависимости от напряжения на подложке  $V_b$  способом, описанным выше.

Далее уровень легирования был найден, согласно [6], по формуле

$$N_d = \frac{1}{\epsilon_s \epsilon_0 q} \frac{C_d^3}{(dC_d/dV_b)}.$$

Определенная таким образом зависимость  $N_d(x)$  показана на рис. 4.

Расчетные зависимости  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  от  $\lg t$ , полученные для данного распределения примесей, показаны на рис. 5. Величина  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  — это та часть изменения заряда в инверсионном канале, которая обусловлена ионизацией примесей в приповерхностном слое. Из расчета следует, что после начального линейного во времени нарастания величины  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  ее рост быстро замедляется уже через время  $t = 0.1 \tau_0$  [где  $\tau_0$  дается выражением (2) при  $E = |E_0| = V_j/d$ ], дальнейшее возрастание идет по логарифмическому закону



от времени. На начальном участке график зависимости  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  от  $\lg t$  не изменяет своей формы при увеличении импульсного напряжения а только сдвигается по оси  $\lg t$  в соответствии с изменением  $\tau_0$ , и по зависимости этого двуга от  $1/E$  можно определить константу  $E^*$  в (2). Экспериментальные зависимости имеют качественно такой же вид, однако величина изменения  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  в эксперименте больше, чем в расчете. Разница связана, по-видимому, с каким-то вторичным процессом. Было проанализировано влияние ударной ионизации донорной примеси электронами, возникшими в результате туннель-

Рис. 6. Зависимость  $\tau$  от  $E^{-1}$ .

ной ионизации. Ударная ионизация может увеличить  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0|$  не более чем на 2 %, что не может объяснить наблюдаемого различия в расчетной и экспериментальной величинах.

Из данных рис. 3 можно найти зависимость величины от электрического поля. При вычислении  $\tau$  предполагалось на основании расчета, что  $|\Delta Q - \varepsilon_s \varepsilon_0 E_0| = 2 \cdot 10^{-9} \text{ К/см}^2$  при  $t = 0.3\tau$ . На рис. 6 показана зависимость  $\lg \tau$  от  $1/E$ , полученная таким образом. Точки хорошо ложатся на прямую в соответствии с (2). Величина  $E^*$ , найденная из наклона графика, составляет  $2.1 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Она меньше расчетной, получаемой из (3) при  $E_d = 0.045 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 0.2$ , составляющей  $3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Такое же различие было обнаружено ранее в работах Даргиса и др. [4] для ориентации (111). В их экспериментах  $E^* = (2 \div 2.6) \cdot 10^5 \text{ В/см}$  при теоретической величине  $3.4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . В настоящий момент неясно, чем обусловлено уменьшение туннельной константы  $E^*$  по сравнению с ее расчетным значением. Возможно, что оно связано с искажением туннельного барьера из-за влияния нейтральных примесей в кремнии, концентрация которых может достигать  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  [7]. При такой концентрации на пути туннелирования электрона с донорного уровня, длина которого в поле  $10^4 \text{ В/см}$  составляет  $\sim 500 \text{ \AA}$ , должно встретиться несколько примесных нейтральных атомов, что может существенно увеличить вероятность туннелирования.

Авторы приносят благодарность В. М. Ногину за предоставленные образцы.

#### Список литературы

- [1] Даргис А., Жураускас С. // Лит. физ. сб. 1984. Т. 24. № 6. С. 64—74.
- [2] Даргис А., Жураускас С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 4. С. 595—599.
- [3] Даргис А., Жураускас С., Жураускаене Н. // Лит. физ. сб. 1987. Т. 27. № 3. С. 322—332.
- [4] Dargys A., Matulionis A. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 31. P. 717—722.
- [5] Ландау Л. П., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1974. 752 с.
- [6] Wu C. D. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1975. V. 22. N 2. P. 319—322.
- [7] Болотов В. В., Васильев А. В., Двуреченский А. В. и др. Вопросы радиационной технологии полупроводников. Новосибирск, 1980. 256 с.