

Глава 3. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

Идея полевого транзистора (ПТ) основана на возможности управлять электрическим током посредством изменения размеров и потенциала токопроводящего канала с помощью ортогонального канала электрического поля. Именно поэтому такие транзисторы называются полевыми.

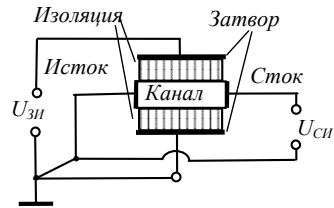


Рис. 3.1. Обобщённая структура полевого транзистора.

В самом общем виде структуру обобщённого ПТ можно представить в виде плоского конденсатора, между обкладками которого в диэлектрике помещён полупроводник, являющийся токопроводящим каналом (рис. 3.1). На металлические обкладки подаётся напряжение U_3 , которое формирует управляющее электрическое поле, ортогональное каналу. Обкладки играют роль затвора, управляющего проводимостью канала. Канал изолирован от затвора, чтобы минимизировать или предотвратить утечку тока в затвор. Электрод начального участка канала называется истоком. Электрод конечного участка канала называется стоком. Под действием приложенного напряжения сток-исток $U_{си}$ от истока к стоку переносятся основные носители заряда (ОНЗ), формирующие дрейфовый ток канала.

Существуют три типа ПТ, которые различаются физической структурой, реализацией канала, изоляции и затвора, а также способом управления проводимостью канала. Это ПТ – с управляющим $p-n$ -переходом, с управляющим переходом металл-полупроводник и с изолированным затвором.

У ПТ с управляющим $p-n$ -переходом роль затвора выполняет обеднённая область пространственного заряда (ОПЗ) (рис. 3.2). Обратное смещение $p-n$ -перехода, являющееся напряжением затвора, расширяет ОПЗ в сторону канала и тем самым изменяет размер поперечного сечения токопроводящей части и ток канала.

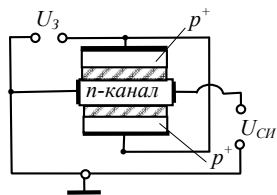


Рис. 3.2. Структура полевого транзистора с управляющим $p-n$ -переходом.

У ПТ с управляющим переходом металл-полупроводник затвором служит выпрямляющий контакт металл-полупроводник. Токопроводящим каналом является полупроводник. Изолятором служит ОПЗ (рис. 3.3). Обратное смещение контакта металл-полупроводник, являющееся напряжением затвора, расширяет ОПЗ в сторону полупроводника и тем самым изменяет размер поперечного сечения токопроводящей части и ток канала.

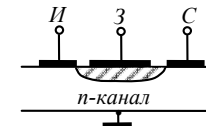


Рис. 3.3. Структура полевого транзистора с управляющим переходом металл-полупроводник.

У ПТ с изолированным затвором затвором служит МДП-конденсатор, имеющий структуру металл-диэлектрик-полупроводник. Каналом является поверхностный слой полупроводника. Канал изолирован от электрода затвора тонким слоем диэлектрика. Поэтому такие транзисторы называют МДП-транзисторами либо МОП-транзисторами, если диэлектриком является окисел полупроводника. Электрическое поле затвора, проникая в полупроводник, управляет проводимостью полупроводникового канала.

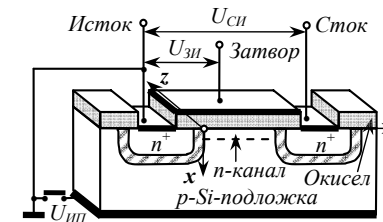


Рис. 3.4. Структура МОП-транзистора с индуцированным n -каналом и принятая система координат.

Начало координат привязано к истоку, ось x направлена от поверхности полупроводника в подложку перпендикулярно границе раздела, ось y – вдоль канала от истока к стоку, ось z перпендикулярна каналу. В последующем анализе используются различные срезы представленной структуры.

МДП-транзисторы, у которых области истока и стока разделены подзатворным слоем слаболегированного полупроводника противоположного типа проводимости, относятся к группе ПТ с индуцированным каналом (рис. 3.4).

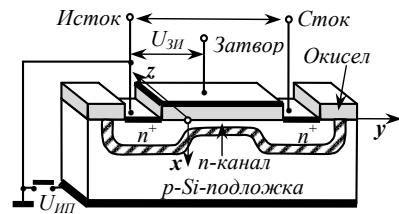


Рис. 3.5. Структура МОП-транзистора со встроенным n -каналом

С помощью электрического поля сначала необходимо изменить (инвертировать) тип проводимости подзатворного слоя и индуцировать канал. МДП-транзисторы, у которых между истоком и стоком уже имеется канал, относятся к группе ПТ со встроенным каналом (рис. 3.5).

Каждый из перечисленных типов ПТ может иметь канал n - или p -типа проводимости.

3.1 Физические принципы работы МОП-транзистора.

Рассмотрим качественно работу МОП-транзистора. Структура полевого транзистора (ПТ) с индуцированным n -каналом (рис. 3.4) представляет собой p -Si-подложку, на которой сформированы сильно легированные (с концентрацией доноров $N_D \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) n^+ -карманы, являющиеся электронно-дырочными n^+ - p -переходами с омическими контактами электродов истока и стока. Исток и сток разделены подзатворным участком слаболегированной дырочной подложки (с концентрацией акцепторов $N_A \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Металлический электрод затвора изолирован от подложки тонким слоем (толщиной $d \approx 0,05 \div 0,2 \text{ мкм}$) диэлектрика – двуокиси кремния SiO_2 , образуя структуру металл-окисел-полупроводник (МОП-структуру)⁴². МОП-структуру (в зависимости от состояния полупроводника) можно рассматривать либо как плоский конденсатор, одна из обкладок которого является полупроводником, либо как последовательное соединение ёмкости окисла и ёмкости полупроводника. Электрод подложки

⁴² MOS – в англ. транскрипции.

является омическим контактом полупроводниковой обкладки. В полупроводниковую обкладку МОП-конденсатора, в отличие от металла, электрическое поле проникает на значительную глубину. Это позволяет, используя поле в качестве инструмента управления зарядами полупроводника, реализовать новый тип полупроводникового прибора – полевой (по типу управления) транзистор.

Принципы работы ПТ с индуцированным n -каналом проиллюстрированы на рис. 3.6. Анализируя работу ПТ, будем считать, что по умолчанию подложка соединена с истоком и заземлена. В этом случае создаётся удобная возможность отсчитывать все напряжения от потенциала истока $\varphi_H = 0$.

Если напряжение на затворе отсутствует, электрическая цепь исток – сток представляет собой два n^+ - p -перехода, включённых навстречу друг другу (рис. 3.6а, рис. 3.7). При любой полярности напряжения сток-исток $U_{СИ}$ в такой цепи может протекать только очень малый ток, не больше тока обратного смещённого электронно-дырочного перехода, т.к. один из переходов будет обязательно включён в обратном направлении.

Однако если к затвору приложено положительное напряжение, превышающее некоторую пороговую величину $U_{ЗИ} > U_{порог} > 0$, электрическое поле затвора, проникающее в подложку, притягивает электроны из объёма к поверхности и вытесняет дырки в объём⁴³. Поверхность *обогащается* неосновными носителями заряда (ННЗ) – электронами. Их концентрация становится *выше равновесной*. Поскольку поверхность изолирована от затвора, электроны не уходят в затвор, а накапливаются в поверхностном слое. Тип проводимости на границе с диэлектриком изменяется с дырочной на электронный, совпадающий с проводимостью n^+ -карманов истока и стока. Образуется поверхностный *слой инверсионной проводимости*, который становится *индуцированным n -каналом*, соединяющим n^+ -карманы истока и стока (рис. 3.6б). В зависимости от конструкции длина канала l может составлять от сотни до тысячи нанометров. Глубина *инверсионного слоя* электронов, от которой зависит размер поперечного сече-

⁴³ Это явление принято называть *эффектом поля*.

ния канала, – порядка единиц нанометров (10^{-9} м). Проводимо-

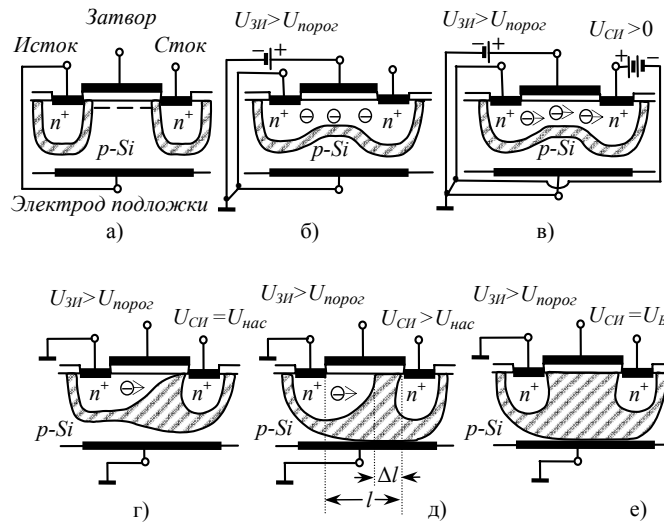


Рис. 3.6. Этапы работы МОП-транзистора с индуцированным *n*-каналом.

МОП-транзистор в отсутствии управляющих напряжений (а), при сформированном *n*-канале и индуцированном *n-p*-переходе затвор-подложка (б), в линейном режиме при малых напряжениях на стоке (в), в начале насыщения при отсечке канала на границе со стоком (г), в режиме насыщения при начавшемся уменьшении эффективной длины (модуляции) канала (д), в режиме пробоя за счёт прокола канала (е).

На рис. г, д, е цепи питания не показаны, хотя напряжения обозначены. Обеднённая область пространственного заряда заштрихована. Электроды зачернены. Пропорции размеров областей в направлении затвор-подложка искажены ради наглядности. Размер обеднённой области должен быть на порядок больше глубины *n*-канала.

стью (сечением) канала, а, значит, и током канала можно управлять посредством изменения напряжения на затворе.

Поскольку дырки вытесняются с поверхности, то инверсионный поверхностный слой *электронной* проводимости оказывается отделённым от нейтрального объёма *дырочной* подложки областью пространственного заряда (ОПЗ), обеднённой свободными носителями заряда (СНЗ) (рис. 3.6б). Поэтому эту область на-

зывают также *областью обеднения*. Размер области обеднения примерно на порядок больше глубины инверсионного слоя. Объёмный пространственный заряд (ОПЗ) области обеднения формируется отрицательно ионизированными атомами акцепторной примеси, от которых ушли дырки, отеснённые полем в объём подложки. В отличие от электронов *n*-канала ионы примеси находятся в узлах кристаллической решётки и неподвижны. В итоге при $U_{зи} > U_{порог} > 0$ по всей длине канала *l* в подложке формируется индуцированный (т.е. конструктивно не встроенный) распределённый электронно-дырочный *n-p*-переход «канал-подложка». Причём механизм образования индуцированного перехода «канал-подложка» таков, что если он существует, то всегда имеет только обратное смещение (рис. 3.6б). Структура обратима. При снятии напряжения затвора она возвращается в исходное состояние.

В отсутствие напряжения сток-исток $U_{си}$ ток стока $I_C = 0$. Канал имеет одинаковый по всей длине размер поперечного сечения и *равномерную* концентрацию избыточных (инверсных) электронов по длине канала. Система находится в равновесном состоянии.

Когда подаваемое на сток напряжение $U_{си}$ невелико, транзистор работает в линейном режиме как обычный резистор, исходное сопротивление которого тем меньше, чем больше (начальное сечение канала) напряжение затвора (рис. 3.6в). Ток канала I_C растёт пропорционально напряжению стока (рис. 3.8а, рис. 3.9). При этом, однако, падение напряжения, которое возникает от прохождения тока стока по омическому сопротивлению канала, создаёт *дополнительное* (к напряжению затвора) обратное смещение распределённого по длине канала индуцированного *n-p*-перехода «канал-подложка». Обратное смещение (потенциал канала) увеличивается от истока к стоку (рис. 3.10б). В этом же направлении расширяется область обеднения, уменьшая поперечное сечение канала и погонную плотность неравновесных электронов в канале. Прохождение тока по поверхностному каналу МОП-структуры автоматически превращает его в канал переменного поперечного сечения, которое сужается от истока к стоку (рис. 3.6в, г). Следствием этого является ограничение роста тока,

обязанное двум причинам: уменьшению количества (погонной плотности) электронов в поперечном сечении канала и уменьшению их подвижности. При упрощенном анализе рассматривается только сужение канала, дрейфовая скорость считается постоянной. Насыщение дрейфовой скорости учитывается в качестве шага, улучшающего модель ПТ.

Действительно, сужение канала уменьшает проводимость и увеличивает сопротивление зауженной части канала, что при данном напряжении должно уменьшать ток. С другой стороны по законам электростатики сила тока во всех участках канала должна быть одинакова. Необходимое для этого постоянство потока электронов в канале при уменьшении их плотности обеспечивается за счёт соответствующего увеличения дрейфовой скорости, вызванного повышением напряжённости продольного (вдоль канала) электрического поля в зауженном сечении канала. Большая часть приложенного напряжения падает в этой части канала. Поэтому напряжённость электрического поля там велика. Но, как известно, с ростом напряжённости происходит насыщение дрейфовой скорости и ток уменьшается. Эту область напряжений ПТ называют областью *плавного канала*.

Аналогичный вывод можно сделать из рассмотрения схемной модели ПТ, согласно которой n^+p -карманы представлены истоковым и стоковым полупроводниковыми диодами. При этом истоковый диод включён в прямом, а стоковый – в обратном направлении (рис. 3.7). Поэтому увеличение напряжения стока $U_{СИ}$ равносильно увеличению обратного смещения стокового диода, что вызывает расширение ОПЗ стока, сужение сечения канала у стока и ограничение тока стока.

В области плавного канала с увеличением напряжения (тока) стока сечение канала у стока, в конце концов, уменьшается до минимальной величины, при которой дрейфовая скорость электронов достигает насыщения. Дальнейшее возрастание тока стока и связанное с этим уменьшение сечения канала прекращается, поскольку дрейфовая скорость электронов не может быть больше

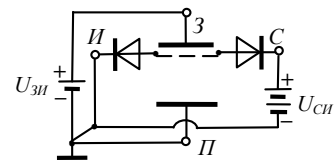


Рис. 3.7. Схемная модель МОП-транзистора с n -каналом.

модели ПТ, согласно которой n^+p -карманы представлены истоковым и стоковым полупроводниковыми диодами. При этом истоковый диод включён в прямом, а стоковый – в обратном направлении (рис. 3.7). Поэтому увеличение напряжения стока $U_{СИ}$ равносильно увеличению обратного смещения стокового диода, что вызывает расширение ОПЗ

скорости насыщения. Происходит так называемая *отсечка канала* (рис. 3.6г). Соответствующее напряжение стока $U_{Снас}$ называется *напряжением насыщения*, а ток стока – *током насыщения* $I_{Снас}$.

На рис. 3.8 приведены экспериментальные зависимости тока I_C и сопротивления канала $R_{кнас}$ в области насыщения. Насы-

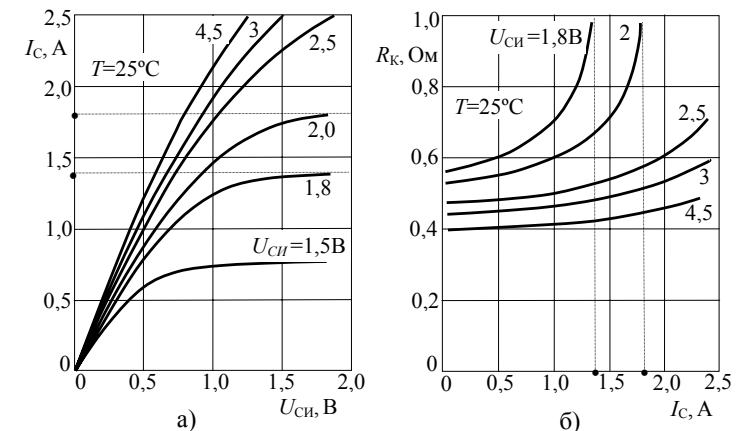


Рис. 3.8. Ток канала и сопротивление канала в режиме насыщения.

Экспериментальные зависимости тока I_C стока (а) и сопротивления канала $R_{кнас}$ (б). При $R_{кнас} \rightarrow \infty$ происходит отсечка канала и насыщение тока стока. Параметр семейства – напряжение $U_{ЗИ}$ затвор-исток/подложка.

щение тока сопровождается характерным увеличением сопротивления канала, что свидетельствует об уменьшении поперечного сечения и количества электронов в зауженной части канала. Последнее вызвано увеличением обратного смещения индуцированного перехода «канал-подложка» за счёт падения напряжения на возросшем сопротивлении канала.

Полного перекрытия канала не происходит, потому что уменьшение сечения канала порождается *ростом* самого тока. В области насыщения транзистор работает в режиме *отсечки приращений тока* или *автонасыщения*. Это означает, что изменения

тока стока относительно значения тока насыщения порождают условия для их ликвидации. Например, уменьшение тока на ΔI_C снижает падение напряжения на омическом сопротивлении канала, уменьшает обратное смещение индуцированного n - p -перехода «канал-подложка», что приводит к восстановлению размера исходного поперечного сечения и увеличению тока. Возрастание тока на ΔI_C , наоборот, увеличивает падение напряжения в канале, что расширяет область обеднения и вызывает уменьшение сечения канала, приводящее, в свою очередь, к обнулению приращения тока стока $\Delta I_C \rightarrow 0$. Стационарное же воз-

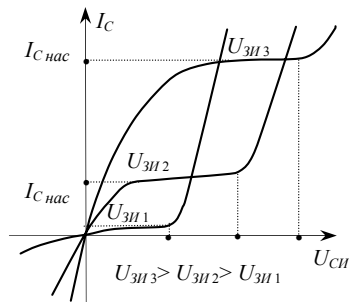


Рис. 3.9. Стоковая характеристика.

растание тока стока происходит за счёт уменьшения эффективной длины канала l при напряжениях $U_C > U_{Cнас}$ (рис. 3.9). Действительно, модуляция длины канала – сдвиг точки отсечки к истоку и перекрытие на участке конечной длины Δl (рис. 3.6д) – уменьшает сопротивление канала, что (при неизменном напряжении насыщения) увеличивает ток стока. Но если $\Delta l \ll l$, возрастание тока стока остаётся медленным на довольно значительном участке напряжений стока (рис. 3.9). Режим работы ПТ при $U_C > U_{Cнас}$ называют *режимом насыщения*. Однако если канал короткий, Δl становятся соизмеримыми с l , изменения тока стока становятся значительными, а режим насыщения менее выраженным.

При напряжении стока, равном напряжению пробоя⁴⁴ $U_C \geq U_B$, происходит пробой стокового перехода, например, за счёт прокола канала (рис. 3.6е). Области обеднения стока и истока смыкаются. Происходит сквозное перекрытие канала объёмным пространственным зарядом, который создаёт сильное про-

⁴⁴ Индекс B от англ. Breakdown – пробой

долное электрическое поле, что значительно увеличивает инжекцию электронов из истока. Ток стока резко возрастает $I_C \gg I_{Cнас}$. Пробой стока за счёт прокола канала характерен для ПТ с коротким каналом. У ПТ с длинным каналом раньше, нежели прокол канала, наступает лавинный пробой стокового p - n -перехода.

Качественная зависимость тока стока от напряжения стока при различных напряжениях затвора, соответствующая изложенному механизму работы полевого транзистора, приведена на рис. 3.9. Для ПТ с длинным каналом чётко выражены пологий участок области плавного канала, а также область насыщения и область пробоя.

3.2 Теоретический анализ полевого транзистора с индцированным каналом

Принципы управления током канала.

Возможности управления током канала включают использование зависимости тока от размеров поперечного сечения канала, использование режима насыщения тока, а также применение внешнего поля для управления электростатическим потенциалом канала. Рассмотрим действие этих составляющих управления.

1) Зависимость дрейфового тока от размеров поперечного сечения канала.

Определим ток через полупроводниковый образец (для определённости электронного типа проводимости) размерами $h \times b \times l$, моделирующий канал постоянного сечения $h \times b = const$, если к нему приложено напряжение U (рис. 3.10а). Размер канала h по оси x , ортогональный длине канала l , будем называть шириной канала. Обращаем внимание на величину тока, концентрацию электронов и потенциал канала.

Согласно дифференциальному закону Ома ток канала равен:

$$I = \sigma E_y = -\sigma \frac{d\varphi_y}{dy} \Rightarrow Idy = -\sigma d\varphi_y \Rightarrow \int_0^l Idy = -\sigma \int_{\varphi_y(0)}^{\varphi_y(l)} d\varphi_y \Rightarrow$$

$$\Rightarrow I = -\sigma_0 \frac{bh}{l} [\varphi_y(l) - \varphi_y(0)]_{\varphi_y(0)=0} = -\sigma_0 \frac{bh}{l} \varphi_y(l) \equiv -\sigma_0 \frac{bh}{l} U$$

Отсюда видно, что при данном напряжении величиной тока можно управлять, изменяя размер поперечного сечения канала. Распределение потенциала в канале – линейное, зависит от напряжения $U(l)$ и размеров поперечного сечения канала $b \times h$:

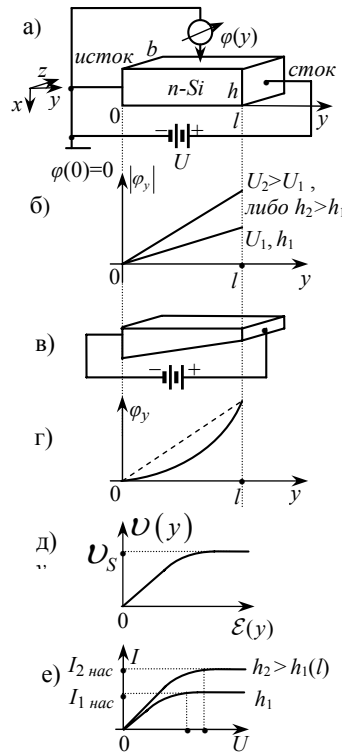


Рис. 3.10. Иллюстрация принципов управления током канала ПТ.

Модель канала постоянного сечения (а), зависимость потенциала канала от координаты (б). Модель канала переменного сечения (в), зависимость потенциала канала от координаты (г). Зависимость дрейфовой скорости от напряжённости электрического поля (д). Зависимость дрейфового тока от напряжения для разных минимальных сечений канала (е).

распределение потенциала в канале – линейное, зависит от напряжения $U(l)$ и размеров поперечного сечения канала $b \times h$:

$$-(I/\sigma) dy = d\phi_y \Rightarrow |\phi_y| = (I/\sigma) y \equiv const \times y \text{ (рис. 3.10б).}$$

Значит, напряжённость поля и погонная (на единицу длины канала) плотность электронов – постоянны:

$$\mathcal{E}_y = -\frac{d\phi_y}{dx} = (I/\sigma) = const.$$

2) Насыщение дрейфового тока.

Определим ток в канале переменного сечения, например, когда $h = h(y)$ (рис.10в, е):

$$\begin{aligned} I &= -\sigma \mathcal{E}(y) = -\sigma_0 b h(y) \mathcal{E}(y) \equiv \\ &\equiv -(q \mu_n n) b h(y) \mathcal{E}(y) = \\ &= -q [\mu_n \mathcal{E}(y)] [b h(y) n(y)] \equiv \\ &= -q \{ [U(y)] \cdot [N(y)] \} = \\ &= -q \{ \Pi_n \} = const. \end{aligned}$$

В таком канале необходимое постоянство потока электронов Π_n и дрейфового тока $I = q \Pi_n$ на каждом участке канала при убывающей по длине канала

погонной плотности электронов $N(y)$ достигается за счёт возрастания (напряжённости поля) скорости дрейфа $U(y)$ по мере сужения сечения канала. Однако существует сечение, где дрейфовая скорость с необходимостью достигает насыщения $U(y) = \mu_n \mathcal{E}(y) = U_S = const$, после чего ток канала перестает зависеть от приложенного напряжения (рис. 3.10д). Ток перестает увеличиваться, хотя рост напряжения или уменьшение сечения приводят к увеличению $\mathcal{E}(y)$, но $\mu_n \mathcal{E}(y) = const$ из-за уменьшения подвижности.

Распределение потенциала в канале – нелинейное, поскольку напряженность поля в канале не постоянна $\mathcal{E} = \mathcal{E}(y)$ (рис. 3.10г).

Отсюда возникает естественная идея получить насыщение тока за счёт управления потенциалом. Действительно, если прохождение тока по каналу переменного сечения создаёт нелинейное распределение потенциала и насыщение тока, то верно и обратное, нелинейное распределение потенциала в канале постоянного поперечного сечения может создать насыщение тока канала. Управление потенциалом позволяет, оставляя неизменными физические размеры сечения структуры, как бы регулировать сечение токопроводящей части канала. Потенциалом можно управлять посредством электрического поля, поскольку электрическое поле есть градиент потенциала.

3) Формирование потенциала и управление электростатическим потенциалом канала.

Применение внешнего поля для формирования и управления потенциалом канала основано на *эффекте поля*. Эффект поля заключается, прежде всего, в изменении концентрации СНЗ в приповерхностном слое полупроводника под действием проникающего в полупроводник внешнего электрического поля, ортогонального поверхности. Эффект поля относится к поверхностным физическим явлениям.

Рассмотренные механизмы управления током канала, в их взаимосвязи, задействованы в ПТ, но эффект поля является основным в физике работы полевого транзистора. ПТ относится к классу полупроводниковых приборов, у которых основные физи-

ческие процессы, определяющие их свойства, протекают непосредственно в поверхностном слое полупроводника.

Эффект поля. Поверхностный потенциал.

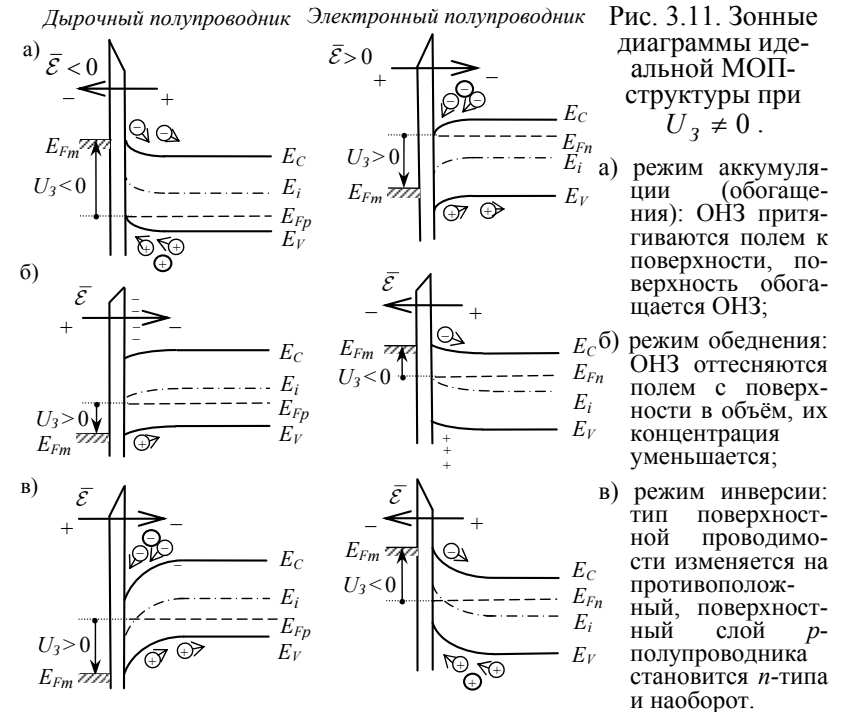
Как известно электрическое поле не проникает в металл. Это свойство металла широко используется для экранирования электронных схем. Концентрация электронов в металле настолько велика ($\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$) и они настолько свободно могут перераспределяться на поверхности, что все силовые линии внешнего электрического поля (перехватываются) замыкаются на поверхностных зарядах очень тонкого слоя электронов и не проникают в объём металла. Свободные электроны поверхности металла экранируют объём от проникновения внешнего поля.

В диэлектрике свободные заряды отсутствуют (в идеале). Диэлектрик прозрачен для электрического поля. Хотя напряжённость электрического поля в диэлектрике, названная электрической индукцией, меньше, чем в свободном пространстве. Уменьшение напряжённости поля в диэлектрике обязано частичному экранированию внешнего поля связными зарядами поверхности диэлектрика. Во внешнем поле диэлектрик поляризуется. Внутри диэлектрика заряды элементарных диполей взаимно компенсированы, и результат поляризации появляется только на поверхности, где остаются не скомпенсированные связные заряды. Связные заряды поляризованного диэлектрика создают внутри диэлектрика электрическое поле, направленное навстречу внешнему полю. Результирующее поле в диэлектрике уменьшается в $(\epsilon_0 \epsilon_{\text{диэл}})$ раз. Физической причиной уменьшения напряжённости электрического поля в диэлектрике можно считать также то обстоятельство, что часть силовых линий внешнего поля замыкается на связных поверхностных зарядах и не проникает в объём.

Полупроводник, обладающий частично свойствами как металла, так и диэлектрика занимает промежуточное положение: электрическое поле проникает в полупроводник, но только на небольшую глубину поверхностного слоя.

Состояние поверхности полупроводника в электрическом поле. Электрическое поле, проникая в полупроводник, перерас-

пределяет концентрацию ОНЗ и изменяет состояние поверхностного слоя. В зависимости от величины и направления электрического поля (величины и знака напряжения на затворе МОП-структуры относительно подложки) реализуются следующие состояния поверхности полупроводника: состояние **аккумуляции**



(обогащения), **обеднения** и **инверсии** типа проводимости поверхности (рис. 3.11).

В режиме аккумуляции направление электрического поля в поверхностном слое полупроводника таково, что оно притягивает основные носители заряда (ОНЗ) к поверхности. На изолированной поверхности накапливаются (аккумулируются) ОНЗ (рис. 3.11а).

В случае противоположной полярности поля ОНЗ, наоборот, вытесняются из поверхностного слоя. Поверхность обедняется

ОНЗ (рис. 3.11б). В поверхностном слое остаются неподвижные ионизированные атомы примеси, от которых ушли ОНЗ, отсечённые полем в объём. Поверхностный слой представляет собой обеднённую область, содержащую пространственный заряд отрицательно ионизированных атомов акцепторной примеси в дырочном полупроводнике или положительно ионизированных атомов донорной примеси в электронном полупроводнике.

Однако в рассматриваемом случае электрическое поле не только вытесняет ОНЗ с поверхности, но и притягивает ННЗ к поверхности. При достаточной напряжённости поля концентрация ННЗ в поверхностном слое становится выше равновесной концентрации ОНЗ. Происходит инверсия типа электрической проводимости – поверхность дырочного полупроводника приобретает электронную проводимость и наоборот (рис. 3.11в). Когда концентрация ННЗ в слое инвертированной проводимости на поверхности становится сравнимой с уровнем концентрации ОНЗ в объёме, инвертированный слой оказывается отделённым от объёма областью пространственного заряда, обеднённой СНЗ. Полупроводник приобретает структуру *n-p* или *p-n* –перехода.

Отметим, что в состоянии инверсии собственный уровень E_i пересекает соответствующий уровень Ферми. Это является формальным признаком того, что тип проводимости поверхности изменяется на противоположный, и в состоянии инверсии в приповерхностной области формируется индуцированный электронно-дырочный *n-p* или *p-n* –переход.

Поверхностный потенциал. Концентрация СНЗ в поверхностном слое. Как было показано в разделе «Электрические свойства полупроводников», концентрация СНЗ экспоненциально зависит от разности энергий между уровнем Ферми E_F и положением уровня Ферми в собственном полупроводнике (собственным уровнем полупроводника) E_i . В частности, для дырочного полупроводника равновесная концентрация СНЗ равна:

$$n_{p0} = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{\kappa T}\right), \quad p_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{p0}} = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_i}{\kappa T}\right) \quad (3.1)$$

Из этих соотношений следует, что любое изменение концентрации СНЗ связано с изменением положения (изгибом) либо

уровня Ферми E_F при $E_i = const$, либо E_i , значит, энергетических зон, при постоянстве уровня Ферми $E_F = const$. Из теории *p-n*–перехода известно, что изменение положения уровня Ферми связано с возможностью свободного перераспределения носителей заряда, в частности, с возможностью протекания электрического тока. В полупроводнике с изолированной или свободной поверхностью замкнутая электрическая цепь отсутствует, перенос СНЗ исключён. Поэтому уровень Ферми постоянен, и изменения концентрации СНЗ связаны с изгибом энергетических зон.

Поскольку

$$E = -q\varphi \Rightarrow \frac{dE}{dx} = -q \frac{d\varphi}{dx} = q\mathcal{E}_x \Rightarrow \mathcal{E}_x = \frac{1}{q} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{q} \text{grad}_x E \quad (3.2)$$

то визуальную напряжённость поля в полупроводнике удобно характеризовать степенью изгиба энергетических зон относительно горизонтального уровня (Ферми)⁴⁵.

Когда УФ постоянен, а зоны изгибаются (как, например, в МОП-структуре), концентрацию СНЗ на расстоянии x от поверхности естественно выражать через собственный уровень E_{ix} в данном сечении:

$$n_x = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{ix}}{\kappa T}\right), \quad p_x = \frac{n_i^2}{n_x} = p_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{ix}}{\kappa T}\right).$$

Тогда, добавляя и вычитая в показателе экспоненты этих уравнений собственный уровень $\pm E_i$ в объёме, получаем соотношения, связывающие концентрацию СНЗ в данном сечении x с концентрацией в объёме через потенциал в данном сечении:

$$\begin{aligned} n_x &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{ix}}{\kappa T}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{\kappa T}\right) \exp\left(\frac{E_i - E_{ix}}{\kappa T}\right) = \\ &= n_{p0} \exp\left(\frac{E_i - E_{ix}}{\kappa T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{\varphi_x}{U_T}\right), \end{aligned} \quad (3.3)$$

⁴⁵ Значит, всякий изгиб энергетических зон свидетельствует о наличии в этой области электрического поля и обратно, область электрического поля в полупроводнике сопровождается искривлением энергетических зон.

$$p_x = \frac{n_i^2}{n_x} = p_{p0} \exp\left(-\frac{E_i - E_{ix}}{\kappa T}\right) \equiv p_{p0} \exp\left(-\frac{\varphi_x}{U_T}\right), \quad (3.4)$$

где n_{p0}, p_{p0} - равновесные концентрации СНЗ в объёме,

$$\varphi_x = (E_i - E_{ix})/q \quad (3.5)$$

– электростатический потенциал на расстоянии x от поверхности. Электростатический потенциал есть выраженная в вольтах разность между собственным уровнем E_i в объёме и в данном сечении. Потенциал в данном сечении характеризуется степенью изгиба энергетических зон относительно объёма. Тогда на поверхности $x=0$ концентрация СНЗ выражается следующим образом⁴⁶:

$$n_S = n_{p0} \exp\left(\frac{E_i - E_{iS}}{\kappa T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{\varphi_S}{U_T}\right), \quad (3.6)$$

$$p_S = \frac{n_i^2}{n_S} = p_{p0} \exp\left(-\frac{E_i - E_{iS}}{\kappa T}\right) = p_{p0} \exp\left(-\frac{\varphi_S}{U_T}\right),$$

где E_{iS} – положение собственного уровня на поверхности,

$$\varphi_S = (E_i - E_{iS})/q = (E_i/q) - (E_{iS}/q) \equiv \varphi_i - \varphi_{iS} = U_{ПП-к} \quad (3.7)$$

– разность потенциалов⁴⁷ (напряжение) между объёмом и поверхностью, которую принято называть просто **поверхностным потенциалом**, поскольку, например, при заземлённом объёме $\varphi_i = 0$. Поверхностный потенциал есть выраженная в вольтах разность между собственным уровнем E_i в объёме и на поверхности полупроводника. Потенциал определяется относительно объёма подложки и отсчитывается от собственного уровня E_i в объёме. Таким образом, **поверхностный потенциал φ_S есть**

⁴⁶ Хотя зоны изогнуты, произведение концентраций по-прежнему равно $n_S p_S = n_i^2$, поскольку уровень Ферми остался единым для дырок и электронов.

⁴⁷ Индекс i от англ. intrinsic – собственный. Индекс S от англ. Surface – поверхность.

индуцированное внешним полем⁴⁸ **напряжение в полупроводнике** $U_{ПП-к}$, которое могло бы быть измерено виртуальным вольтметром между объёмом и поверхностью (задней и передней поверхностью) полупроводника:

$$\varphi_S = U_{ПП-к}.$$

Выбор направления отсчёта поверхностного потенциала связан с объективным физическим состоянием полупроводника, которое отображается направлением изгиба энергетических зон в электрическом поле. Для дырочного полупроводника в интересующем нас режиме обеднения и инверсии зоны изгибаются вниз, и разность $E_i - E_{iS} > 0$. Для электронного полупроводника в режиме обеднения и инверсии зоны изгибаются вверх, и разность $E_i - E_{iS} < 0$ (рис. 3.11). Естественно поэтому за положительное направление отсчёта поверхностного потенциала принять направление ”сверху – вниз”. Выбранный таким образом знак поверхностного потенциала однозначно связан со знаком напряжения на затворе, вызывающим изгиб зон полупроводника в МДП-структуре. Действительно, при положительном напряжении на затворе зоны изгибаются вниз как для p - так и для n -подложек, и поверхностный потенциал $\varphi_S > 0$. При отрицательном напряжении на затворе зоны изгибаются вверх как для p - так и для n -подложек (рис. 3.11). Поверхностный потенциал $\varphi_S < 0$. Легко видеть, что выбранный знак поверхностного потенциала совпадает со знаком (направлением вектора) электрического поля, соответствует соотношению (3.2), определяющему направление изгиба энергетических зон в электрическом поле, а также совпадает со знаком потенциала, определённым в разделе 1.3 главы 1.

Для дырочного полупроводника на оси поверхностного потенциала при последовательном изменении напряжённости внешнего электрического поля можно отметить следующие характерные интервалы изменения потенциала, определяющие состояние поверхности (рис. 3.11, 3.12):

⁴⁸ Бесконтактным способом.

- $\varphi_S < 0$ – режим аккумуляции ОНЗ-дырок, зоны изогнуты вверх, напряжённость поля в полупроводнике $\mathcal{E} < 0$, дырки притягиваются к поверхности, $p_S > p_{p0}$;
- $\varphi_S = 0$ - состояние плоских зон, $E_i = E_{iS}$, напряжённость поля $\mathcal{E} = 0$, $p_S = p_{p0}$, $n_S = n_{p0}$;
- $\varphi_B > \varphi_S > 0$ – режим обеднения ОНЗ, зоны изогнуты вниз, напряжённость поля $\mathcal{E} > 0$, дырки отгесняются в объём, $p_{p0} > p_S > p_i$;
- $\varphi_S = \varphi_B$ – режим собственной проводимости полупроводника, $E_i = E_{iS} = E_{Fp}$, $p_S = n_S = n_i$;
- $2\varphi_B > \varphi_S > \varphi_B$ – режим слабой инверсии проводимости, зоны изогнуты вниз, напряжённость поля $\mathcal{E} > 0$, ННЗ-электроны притягиваются из объёма к поверхности, $p_{p0} > n_S > n_{p0}$;

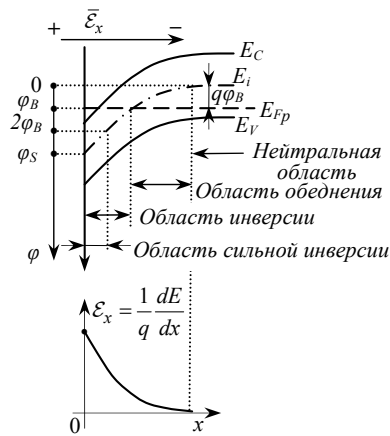


Рис. 3.12. Зонная диаграмма и напряжённость электрического поля поверхностного слоя дырочного полупроводника.

Ось поверхностного потенциала отделена от линии поверхности для наглядности рисунка. Внешнее электрическое поле $\bar{\mathcal{E}}_x$ направлено по оси x .

Потенциал φ_B , при котором собственный уровень пересекает уровень Ферми, имеет смысл **граничного потенциала инверсии** типа проводимости. В области $\varphi < \varphi_B$ полупроводник остаётся дырочным, в области $\varphi > \varphi_B$ – преобладает электронная проводимость, при

- $\varphi_S \geq 2\varphi_B$ – режим сильной инверсии, зоны изогнуты вниз, концентрация ННЗ-электронов на поверхности сравнима с концентрацией ОНЗ-дырок в объёме, $n_S \geq p_{p0}$, $n_S \gg p_S$.

Потенциал φ_B , при котором собственный уровень пересекает уровень Ферми, имеет смысл **граничного потенциала инверсии** типа проводимости. В области $\varphi < \varphi_B$ полупроводник остаётся дырочным, в области $\varphi > \varphi_B$ – преобладает электронная проводимость, при

$\varphi > \varphi_B$ полупроводник собственный. Из (3.6), используя условия, что поверхностный слой полупроводника становится собственным и $E_{iS} = E_{Fp}$, определяем:

$$n_S = n_i = n_{p0} \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{\kappa T}\right) \equiv n_{p0} \exp\left(\frac{q\varphi_B}{\kappa T}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{\varphi_B}{U_T}\right).$$

Отсюда $\varphi_B = U_T \ln(n_i/n_{p0})$. Но для p -подложки $n_{p0} p_{p0} \approx n_{p0} N_A = n_i^2$. Тогда $\varphi_B = U_T \ln(N_A/n_i)$.

Поверхностный потенциал, при котором концентрация ННЗ на поверхности становится такой же высокой, как концентрация ОНЗ в объёме $n_S = p_{p0} \approx N_A$, называется **пороговым потенциалом сильной инверсии** $\varphi_{Sинв}$. Ключевым в этом определении является слово «пороговый». При потенциале $\varphi_S \geq \varphi_{Sинв}$ создаются, в принципе, равные условия для электрической проводимости на поверхности и в объёме. Тогда $n_S \geq p_{p0} \approx N_A = n_{p0} \exp(\varphi_{Sинв}/U_T)$. Отсюда получаем следующее соотношение для равновесного значения порогового потенциала сильной инверсии в полупроводнике:

$$\varphi_{Sинв} = U_T \ln(N_A/n_{p0})^2 = 2U_T \ln(N_A/n_i) = 2\varphi_B \quad (3.8)$$

Равновесное и неравновесное состояния сильной инверсии.

Вывод аналитических соотношений, связывающих поверхностный потенциал, пространственный заряд и электрическое поле, которые необходимы для расчёта характеристик МОП-транзистора, включает следующие этапы:

- Определение распределения потенциала $\varphi(x)$ (3.5) и напряжённости $\mathcal{E}(x)$ электрического поля в полупроводнике из решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{III-K}}, \quad \frac{d\varphi}{dx} = -\mathcal{E}(x), \text{ где объёмный заряд равен } \rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p(x) - n_p(x)), \text{ концен-}$$

тративный заряд равен $\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p(x) - n_p(x))$, концен-

трация электронов равна⁴⁹ $n = n_{p0} \exp\left(\frac{\varphi_x - U_{СН}}{U_T}\right)$, концентрация дырок определяется соотношением (3.4), потенциал (3.5) изменяется от значения φ_s на поверхности до $\varphi = 0$ в объёме, где выполняются условия электрической нейтральности $N_A^- + n_{p0} = p_{p0}$ и $\rho(x) = 0$, $\mathcal{E}(x) = 0$.

• Определение по теореме Гаусса $Q_{ПП-к}(x) = -\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} \mathcal{E}(x)$ плотности полного объёмного заряда $Q_{ПП-к}$ [Кл/см²] индуцирующего поле в полупроводнике, с использованием полученного в первом этапе значения напряжённости поля.

• Определение избыточной плотности электронов и дырок путём вычисления следующих интегралов:

$$\Delta p = p_{p0} \int_0^{\infty} \left(e^{-\varphi(x)/U_T} - 1 \right) dx \left[\text{см}^{-2} \right]$$

$$\Delta n = n_{p0} \int_0^{\infty} \left(e^{\varphi(x)/U_T} - 1 \right) dx \left[\text{см}^{-2} \right].$$

В общем случае решения находят численными методами. Аналитические результаты получают за счёт использования целого ряда физических и математических приближений.

Качественная интерпретация результатов аналитического решения уравнения Пуассона сводится к следующему [Зи, Киреев П.С.]. Электрическое поле перемещает СНЗ в полупроводнике до тех пор, пока отрицательный суммарный заряд свободных электронов и неподвижных ионов на поверхности своим полем не компенсируют внешнее поле в объёме подложки. Объём становится электрически нейтральным. При дальнейшем увеличении напряжённости внешнего поля напряжённость поля в полупроводнике, концентрация (отрицательный заряд) электронов в поверхностном слое и размер (отрицательный заряд) обеднённой области $W_{ОПЗ}$ растут до момента наступления сильной инверсии,

⁴⁹ Ниже будет показано, что инверсия проводимости при напряжении насыщения исчезает.

при которой напряжение на полупроводнике достигнет величины порогового потенциала сильной инверсии

$$U_{ПП-к} \equiv \varphi_S = \varphi_{S \text{ инв}} = 2\varphi_B. \quad (3.9)$$

Например, для кремния, $2\varphi_B = 0,5 \div 0,9В$ при $N_A = 10^{15} \div 10^{17} \text{см}^{-3}$. После этого происходит резкое замедление роста. Такое поведение объясняется тем, что в состоянии сильной инверсии из-за большой поверхностной концентрации электронов, замыкающих на себя силовые линии внешнего поля, инверсный слой экранирует полупроводник от проникновения электрического поля в объём (рис. 3.13а)⁵⁰. По мере удаления от поверхности напряжённость электрического поля в инверсном слое экспоненциально снижается (рис. 3.13а, в). Основное поле (густота силовых линий на рис. 3.13а) и избыточные электроны сосредоточены в тонком слое области сильной инверсии (рис. 3.13г). Вблизи поверхности на расстояниях изменения потенциала порядка $\varphi_s - \varphi(x) \ll U_T$ напряжённость поля определяется соотношением: $\mathcal{E}(x) = \mathcal{E}_S \exp(-x/L_D)$, где L_D – средний размер⁵¹ проникновения электрического поля в полупроводник⁵², $L_D = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} U_T / q N_A} = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} \kappa T / q^2 N_A} =$

⁵⁰ Заметим, что аналогичную роль играют связанные заряды на поверхности поляризованного в электрическом поле диэлектрика. Не случайно хорошо знакомое соотношение для напряжённости электрического поля в диэлектрике, названное электрической индукцией D , выражается через произведение напряжённости внешнего поля на диэлектрическую проницаемость: $\vec{E}_{\text{диэлектрик}} \equiv \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{диэл}} \vec{E}$.

⁵¹ Например, для кремния при $N_A = 10^{15} \text{см}^{-3}$ и $T = 300 \text{К}$

$L_D = 0,12 \text{мкм} = 120 \text{нм}$. С другой стороны в металле концентрация СНЗ электронов велика порядка 10^{22}см^{-3} , поэтому дебаевская длина экранирования значительно меньше межатомного расстояния. Поле в металл не проникает.

⁵² Структура формулы такая же, как для размера ОПЗ обратно смещённого резкого p - n -перехода. Роль обратного напряжения играет температурный потенциал U_T .

$= \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} \kappa T / q^2 N_A} = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} \kappa T / q^2 p_{p0}}$ (рис. 3.13б, в). Этот параметр называется *дебаевской длиной экранирования*⁵³. Причём *полный заряд* в полупроводнике $Q_{\text{ПП-к}}$ может быть представлен в виде суммы пространственно сосредоточенных заряда свободных электронов Q_n в инверсном слое x_i , и отрицательного пространственного заряда неподвижных ионизированных атомов акцепторной примеси $Q_{\text{ОПЗ}}$ в области обеднения $W_{\text{ОПЗ}}$ (ОПЗ) индуцированного *n-p*-перехода «канал-подложка»:

$$Q_{\text{ПП-к}} = Q_n + Q_{\text{ОПЗ}} \quad (3.10)$$

где все заряды отнесены к единице площади раздела полупроводник-окисел и имеют размерность $[\text{Кл}/\text{см}^2]$ (рис. 3.13б, 3.14б).

В режиме сильной инверсии повышение напряжённости внешнего поля приводит к росту напряжённости, прежде всего, в инверсном слое x_i и незначительному увеличению напряжённости поля за его пределами в слое ОПЗ.

Поэтому небольшие изменения потенциала $\Delta \varphi_S$ вызывают значительное увеличение заряда электронов инверсного слоя, что в свою очередь повышает степень экранирования. Значит, можно считать, что при достижении сильной инверсии поле в обеднённой области стабилизируется, толщина обеднённого слоя достигает равновесного максимума W_{max} и не изменяется при дальнейшем повышении напряжения затвора. Тогда, используя соотношения для размера ОПЗ резкого *p-n*-перехода (---),(---) и соотношение (3.9), определим, что в отсутствие разности работ выхода между металлом и полупроводником (когда контактная разность потенциалов $U_0 = 0$) размер и заряд ОПЗ будут равны:

$$\begin{aligned} W_{\text{max}} &= \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} \varphi_S / q N_A} = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} 2\varphi_B / q N_A} = \\ &= \sqrt{4\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} \ln(N_A/n_i) / q^2 N_A}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$Q_{\text{ОПЗ}} = -q W_{\text{max}} N_A = -\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} q N_A \varphi_S} =$$

⁵³ Такое название не только знак внимания П. Дебаю – одному из основоположников теории твёрдого тела, но и отражение важного для электростатики физического смысла.

$$= -\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ПП-к}} q N_A 2\varphi_B}, \quad (3.12)$$

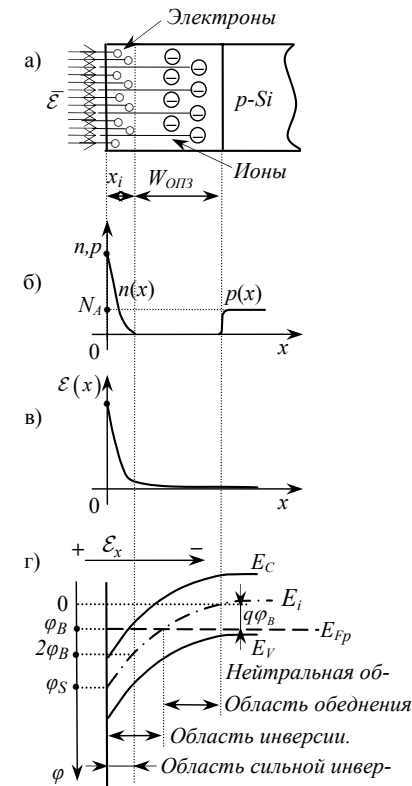


Рис. 3.13. Качественное представление состояния сильной инверсии поверхности дырочного полупроводника.

а) поверхностный слой в электрическом поле, б) распределение концентрации СНЗ, в) распределение напряжённости электрического поля, г) зонная диаграмма с осью поверхностного потенциала, характеризующая распределение потенциала в перпендикулярном каналу направлении.

где заряд ОПЗ практически не зависит от напряжения затвора из-за экранирующего действия инверсного слоя. Это приближение назовем приближением сильной инверсии.

Согласно второму закону Кирхгофа напряжение затвор-подложка U_3 , приложенное к затвору, делится между окислом $U_{\text{ОК}}$ и полупроводником $U_{\text{ПП-к}}$:

$$U_3 = U_{\text{ОК}} + U_{\text{ПП-к}}. \quad (3.13)$$

Напряжение на полупроводнике определено соотношением (3.9). Напряжение на окисле равно $U_{\text{ОК}} = \mathcal{E}_{\text{ОК}} d$, где $\mathcal{E}_{\text{ОК}}$ – напряжённость поля в диэлектрике толщиной d . При нахождении напряжённости электрического поля в окисле будем пренебрегать естественным зарядом поверхности полупроводника на границе раздела $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ и считать поверхность незаряженной. Тогда из теоремы

Гаусса вытекает непрерывность нормальных составляющих, а также следующие соотношения для вектора электрической индукции D и заряда полупроводника: $D_{OK} = D_{ПП-к} \Rightarrow$

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \varepsilon_{OK} \mathcal{E}_{OK} &= \varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} \mathcal{E}_{ПП-к} = Q_{ПП-к} \cdot \text{Отсюда } \mathcal{E}_{OK} = Q_{ПП-к} / \varepsilon_0 \varepsilon_{OK}, \\ U_{OK} &= \mathcal{E}_{OK} d = Q_{ПП-к} d / \varepsilon_0 \varepsilon_{OK} = Q_{ПП-к} / C_{OK}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

где $\varepsilon_0 \varepsilon_{OK} / d = C_{OK} [\Phi / \text{см}^2]$ – удельная (на единицу площади раздела) ёмкость окисла. Далее из (3.13), используя (3.9), (3.10), (3.14), получим соотношение для напряжения на затворе (3.15), из которого определим заряд электронов инверсного слоя в равновесном состоянии сильной инверсии:

$$U_3 = (Q_n / C_{OK}) + [(Q_{ОПЗ} / C_{OK}) + 2\varphi_B] \equiv (Q_n / C_{OK}) + U_{порог} \quad (3.15)$$

$$Q_n = (U_3 - U_{порог}) C_{OK}. \quad (3.16)$$

Выделенная сумма в квадратных скобках есть **пороговое напряжение затвора**, при котором устанавливается сильная инверсия и в подзатворной области формируется (индуцируется) канал. С учётом (3.12) оно равно:

$$U_{порог} = U_{3|_{Q_n=0}} = \frac{Q_{ОПЗ}}{C_{OK}} + 2\varphi_B = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} q N_A 2\varphi_B}}{C_{OK}} + 2\varphi_B \quad (3.17)$$

Положив в (3.15) $Q_n = 0$, видим, что пороговое напряжение затвора соответствует состоянию глубокого обеднения, когда инверсный слой (канал, МОП-конденсатор) ещё не наполнился электронами.

Таким образом, в отсутствие напряжения $U_{СИ}$, когда ток стока $I_C = 0$, но напряжение $U_3 \geq U_{порог}$, в подзатворной части МОП-ПТ реализуется состояние сильной инверсии, для которого характерны следующие особенности:

- В подложке формируется индуцированный электронно-дырочный $n-p$ -переход «канал-подложка», распределённый по длине канала l . Он образован тонким, порядка L_D , инверсным слоем электронной проводимости и объёмом дырочной подложки, между которыми находится область обеднения размером порядка W_{\max} , состоящая из отрицательно ионизированных атомов акцепторной примеси.

- Индуцированный электронно-дырочный $n-p$ -переход «канал-подложка» может образоваться только в состоянии сильной инверсии, поэтому изначально имеет обратное смещение.

- Инверсный слой с концентрацией электронов $n_s \geq p_{p0}$ является хорошо проводящим индуцированным n -каналом, соединяющим исток и сток.

- В силу эквипотенциальности⁵⁴ металлического затвора потенциал в канале, значит, концентрация (погонная плотность) СНЗ и размер сечения постоянны по длине канала (координате y). В ортогональном канале направлении x потенциал под действием поля затвора изменяется от значения $\varphi_s \geq 2\varphi_B$ на поверхности до $\varphi = 0$ в объёме (при заземлённой подложке). Указанное распределение потенциала следует из энергетической зонной диаграммы (рис. 3.12, рис. 3.13) и одинаково для всех y ⁵⁵;

- За счёт крутизны изгиба энергетических зон небольшим изменением ΔW размера ОПЗ в сторону канала соответствуют значительные приращения потенциала $\Delta\varphi$, которые создают существенные изменения заряда (погонной плотности) электронов. В этом проявляются ёмкостные свойства МОП-структуры – как меры способности изменять заряд при изменении управляющего напряжения.

- В состоянии равновесия, когда ток стока $I_C = 0$, систему СНЗ можно характеризовать единым для электронов и дырок и постоянным (в силу изолированности поверхности) уровнем Ферми (рис. 3.15б).

Учёт неидеальности поверхности. При выводе основных соотношений, характеризующих свойства МОП-структуры, был использован ряд упрощений, которые позволили считать её идеальной. Мы исходили из отсутствия естественного заряда поверхности ($Q_{SS}^+ = 0$), отсутствия разности работ выхода между металлом и полупроводником (контактная разность потенциалов $U_0 = 0$) и отсутствия переноса СНЗ в диэлектрике. Считали, что при любых напряжениях затвора в МОП-структуре могут суще-

⁵⁴ От англ. equal – равный.

⁵⁵ В пренебрежении краевыми эффектами.

ствовать только заряд приповерхностного слоя полупроводника и равный ему противоположный заряд металлического затвора, который отделён от полупроводника слоем идеального диэлектрика.

Между тем поверхность полупроводника всегда имеет естественный собственный заряд $Q_{SS} \neq 0$. Поверхность является неоднородностью кристаллической структуры. При разрыве периодической структуры кристалла поверхностью на ней образуется большое число поверхностных состояний, играющих роль ловушек (рис. 3.14). Захватывая или теряя СНЗ, ловушки заряжают поверхность. Знак поверхностного заряда, как правило, совпадает со знаком ОНЗ (рис. 2.3).

Естественный заряд поверхности создаёт электрическое поле, которое оказывает такое же действие на свойства полупроводника в объёме, как и внешнее электрическое поле затвора. Электрическое поле поверхностного заряда вызывает изначальное искривление энергетических зон в отсутствие управляющих напряжений (рис. 2.3, рис. 3.15а).

В частности, поле положительного поверхностного заряда p -

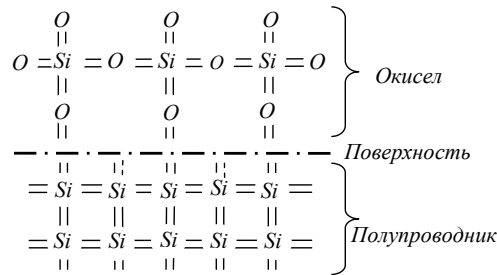


Рис. 3.14. Модель поверхностной структуры SiO₂-Si, иллюстрирующая появление поверхностных состояний.

Незаполненные связи создают поверхностные состояния.

водником:

$$qU_0 = (A_{Met} - A_{OK}) - (A_{ПП-к} - A_{OK}) = A_{Met} - A_{ПП-к} = .$$

$= q(E_{Fm} - E_{Fp})$, где « A_{XX} » – работы выхода, E_{Fm} – уровень Ферми металла. Для учёта влияния поверхностного заряда и контактной разности потенциалов на состояние приповерхностного

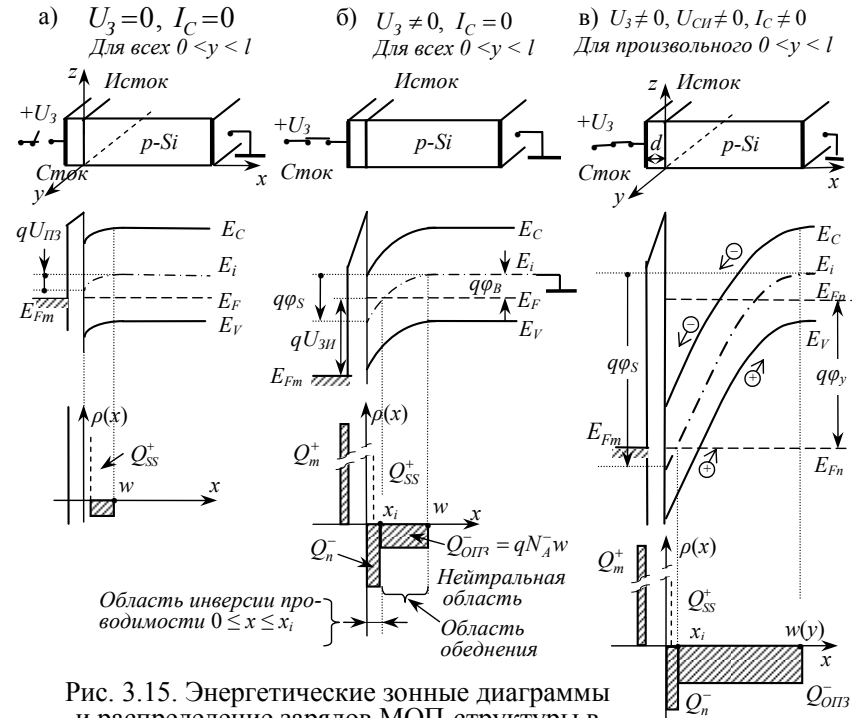


Рис. 3.15. Энергетические зонные диаграммы и распределение зарядов МОП-структуры в произвольном y -сечении канала.

Изгиб зон в равновесном состоянии в отсутствие напряжения на затворе за счёт естественного заряда Q_{SS}^+ поверхности (а) и за счёт напряжения затвора, создающего потенциал сильной инверсии (б). Уровень Ферми $E_{Fp} = E_{Fn} \equiv E_F$ единый. Неравновесное состояние, когда по каналу проходит ток стока (в). Уровни Ферми $E_{Fp} \neq E_{Fn}$ разные. Положение истока и стока вдоль оси y обозначено надписями, x_i – точка пересечения собственного уровня с квазиуровнем Ферми электронов.

слоя используется понятие *напряжения плоских зон* $U_{ПЗ}$. Оно показывает величину и полярность напряжения, которое нужно

приложить к затвору, чтобы создать поле противоположного направления и выпрямить зоны. Физически состояние плоских зон означает отсутствие электрического поля, значит, какого-либо перераспределения равновесных зарядов приповерхностного слоя полупроводника.

Для определения напряжения плоских зон воспользуемся условием электрической нейтральности и соотношением для напряжения затвора, в которых учтены поверхностный заряд и контактная разность потенциалов. В условиях электрической нейтральности положительный заряд металлического затвора Q_3^+ должен быть равен отрицательному заряду полупроводника

$$Q_3^+ = Q_{ПП-к}^- \quad (3.18)$$

где $Q_{ПП-к} = Q_n + Q_{ОПЗ} - Q_{SS}$ (рис. 3.15б).

Напряжение затвора с учётом U_0 и соотношения (3.13) равно:

$U_3 = U_{ОК} + U_{ПП-к} + U_0$. По определению при $U_3 = U_{ПЗ}$ $Q_n = 0$, $Q_{ОПЗ} = 0$ и $U_{ПП-к} = 0$. Напряжение на окисле с учётом условия электрической нейтральности равно: $U_{ОК} = Q_3 / C_{ОК} = Q_{ПП-к} / C_{ОК} = -Q_{SS} / C_{ОК}$. Тогда получаем:

$$U_{ПЗ} = U_0 + U_{ОК} = U_0 - Q_{SS} / C_{ОК}.$$

Конкретно для структуры $Al-SiO_2-Si$ напряжение $U_{ПЗ} < 0$ независимо от типа проводимости подложки⁵⁶.

С учётом напряжения плоских зон ранее полученные соотношения (3.15÷3.17) для напряжения затвора, плотности заряда электронов в инверсном слое и порогового напряжения принимают следующий вид:

$$U_3 = (Q_n / C_{ОК}) + [(Q_{ОПЗ} / C_{ОК}) + U_{ПЗ} + 2\varphi_B] \equiv (Q_n / C_{ОК}) + U_{порог} \quad (3.19)$$

$$Q_n = (U_3 - U_{порог}) C_{ОК}, \quad (3.20)$$

⁵⁶ Например, при $\varepsilon_0 \varepsilon_{ОК} = 0,3 \text{ пФ/см}$, $U_0 = -0,5 \text{ В}$, $Q_{SS} / q = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 0,4 \text{ мкм}$ из (19) получим $U_{ПЗ} = -0,72 \text{ В}$.

$$U_{порог} = U_{3|_{Q_n=0}} = \frac{Q_{ОПЗ}}{C_{ОК}} + 2\varphi_B + U_{ПЗ} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} q N_A 2\varphi_B}}{C_{ОК}} + 2\varphi_B + U_{ПЗ}. \quad (3.21)$$

Для заряда ОПЗ (3.12), создаваемого полем затвора,

$$U_{порог} = 2\varphi_B + U_{ПЗ} + \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП} - \kappa q N_A (2U_B)} / C_{ОК}$$

В состоянии сильной инверсии из-за экранирующего действия заряда инверсного слоя пороговое напряжение МОП-структуры слабо зависит от напряжения затвора, поэтому его можно считать конструктивно-физическим параметром полевого транзистора. При напряжениях затвора выше порогового $U_3 > U_{порог}$ происходит, прежде всего, рост концентрации инверсных электронов (заряда Q_n). Незначительным расширением области обеднения (увеличением размера ОПЗ и заряда ионизированных акцепторов $Q_{ОПЗ}$) в приближении сильной инверсии можно пренебречь.

МОП-структура в неравновесном состоянии. Если наряду с напряжением затвора подано напряжение сток-исток $U_{СИ}$ и протекает ток стока $I_C \neq 0$, картина физических процессов существенно изменяется. Полученные выводы необходимо корректировать. При анализе неравновесного состояния пользуемся рис. 3.15 и рис. 3.16.

Потенциал в поверхностном слое создаётся полем затвора \bar{E}_x , ортогональным поверхности, и продольным полем \bar{E}_y , которое определяется разностью потенциалов между истоком и стоком. Разность потенциалов (напряжение) вдоль оси y , текущее значение которой обозначено через φ_y , создаётся током стока при прохождении омической части канала на участке $0 \div y$. Протекание тока формирует переменный по длине канала потенциал (рис. 3.10б, г). Поэтому поверхностный потенциал полупроводника в отличие от равновесного значения (3.9) приобретает теперь зависимость от координат: $\varphi_S = \varphi_S(x, y)$. Разность потенциалов – напряжение – будет зависеть от того между какими точками, вольт

канала или перпендикулярно каналу, проводится измерение. Поверхностный потенциал вдоль оси y на произвольном расстоянии y от истока, как скалярная величина, является суммой потенциала φ_3 , создаваемого на поверхности затвором, и потенциала φ_y , создаваемого на поверхности током стока: $\varphi_S(y) = \varphi_3 + \varphi_y(I_C)$ (показан на рис. 3.16 жирной кривой в плоскости $X = 0$).

Добавляя в правую часть этого равенства потенциал истока $\pm\varphi_H$, получим явную зависимость поверхностного потенциала от напряжения $(U_{зи})_{ПП-к}$, создаваемого в полупроводнике затвором: $(U_{зи})_{ПП-к} + \varphi_y(I_C) = U_{ПП-к}(y)$, где $\varphi_3 - \varphi_H = (U_{зи})_{ПП-к}$ – напряжение затвор–исток в полупроводниковой подложке⁵⁷, $U_{ПП-к}(y) = \varphi_S(y)$ – текущее значение напряжения (поверхностного потенциала при заземлённом истоке) вдоль канала в полупроводнике.

Напряжение затвор–исток (полагая, что исток соединён с подложкой) в силу эквипотенциальности металлического затвора одинаково вдоль всего канала и устанавливает потенциал φ_3 , а также погонную плотность заряда электронов Q_n сразу по всей длине канала (пунктирная кривая на рис. 3.16А, структура – на рис. 3.6б). В состоянии сильной инверсии согласно (3.9)

$$(U_{зи})_{ПП-к} = 2\varphi_B.$$

Ток стока создаёт нелинейное по длине канала распределение потенциала $\varphi_y = \varphi_y(I_C)$, аналогичное показанному на рис. 3.10г.

Тогда

$$\varphi_S(y) = 2\varphi_B + \varphi_y(I_C). \quad (3.22)$$

Как и в случае конструктивного p - n -перехода потенциал, создаваемый током стока, равен выраженной в вольтах разности квазиуровней Ферми электронов и дырок (рис. 3.16в, рис. 3.17В):

$$\varphi_y(I_C) = [E_{Fp}(0) - E_{Fn}(y)]/q.$$

⁵⁷ Не путать с напряжением $U_{зи}$ между электродами затвора и истока.

Потенциал $\varphi_y(I_C)$ увеличивается от истока к стоку в пределах $0 \leq \varphi_y(I_C) \leq U_{СИ}$. Поэтому электронный квазиуровень Ферми $E_{Fn}(y)$ уменьшается (снижается) по мере приближения к стоку, а дырочный квазиуровень остаётся равным уровню Ферми в объёме $E_{Fp}(0) = E_F$. Сильная инверсия на стоке для $y = l$ наступит при поверхностном потенциале, равном $\varphi_{Sинв}(l) = 2\varphi_B + \varphi_{y=l} = 2\varphi_B + U_{СИ}$. Действительно, для создания сильной инверсии уровень середины запрещённой зоны E_i должен пересечь электронный квазиуровень Ферми E_{Fn} и на поверхности быть ниже его на величину равновесного потенциала сильной инверсии $\varphi_{Sинв} = 2\varphi_B$. Однако, в неравновесном состоянии из-за прохождения тока стока система не может быть описана единым для электронов и дырок уровнем Ферми, поэтому сам электронный квазиуровень Ферми находится ниже квазиуровня Ферми дырок на величину $E_F - E_{Fn}(y) = q[\varphi_y(l) - \varphi_y(0)] = qU_{СИ}$ (рис. 3.15в, рис. 3.16). По умолчанию предполагается, что исток соединён с подложкой и заземлён.

Таким образом, в неравновесном состоянии сильной инверсии поверхностный потенциал (3.22) в произвольном y -сечении канала содержит постоянную, не зависящую от координаты y составляющую, создаваемую полем затвора, и переменную, зависящую от координаты y , создаваемую током стока (напряжением $U_{СИ}$). Управление потенциалом канала производится как током стока, так и полем затвора – постоянная составляющая. В состоянии сильной инверсии, когда $\bar{E}_x \gg \bar{E}_y$, можно считать, что эти составляющие суммарного потенциала независимы и только аддитивны⁵⁸.

⁵⁸ В реальных условиях ввиду двумерности задачи они связаны между собой через полевую зависимость параметров полупроводника. См., например, рис. 3.21 и рис. 3.22.

Качественное представление пространственного распределения потенциала участка полупроводниковой p -подложки, содержащей канал, приведено на рис 3.16. Двумерная потенциальная

потенциала от поверхности вглубь полупроводника и от истока к стоку, показана на рис. 3.16А. Соответствующий подзатворный участок подложки приведён на рис. 3.16Б в согласованной системе координат. В плоскости $X=0$ находится поверхность раздела окисла и полупроводника. В плоскости $X=h$, содержащей электрод подложки, отложен потенциал объёма полупроводника, равный нулю (при заземлённой подложке). Плоскость $Y=0$ находится в районе истока, плоскость $Y=l$ – в районе стока. В y -сечении канала на произвольном расстоянии y от истока потенциал в полупроводнике изменяется по координате x вдоль жирной кривой $\varphi_{abc}(x) \equiv \varphi_y(x)$, а разность потенциалов – по проекции этой кривой на плоскость $X=0$. Значит, разность потенциалов между поверхностью и объёмом полупроводника, есть разность потенциалов между точками a и c и является не чем иным, как поверхностным потенциалом $\varphi_s(y)$ на расстоянии y от истока. Эюра поверхностного потенциала $\varphi_s(y) = \varphi(0, y)$ показана жирной кривой в плоскости $X=0$. Жирными кривыми на потенциальной поверхности $\varphi(x, y)$ выделены также эюры распределения потенциала в подложке (вдоль оси x) вблизи стока и истока. Пунктирными кривыми обозначено распределение потенциала в равновесном состоянии, когда ток стока $I_C = 0$, но $U_{3И} > 0$. Сплошные кривые – распределение потенциала в неравновесном состоянии, когда $I_C \neq 0$, $U_{3И} > 0$.

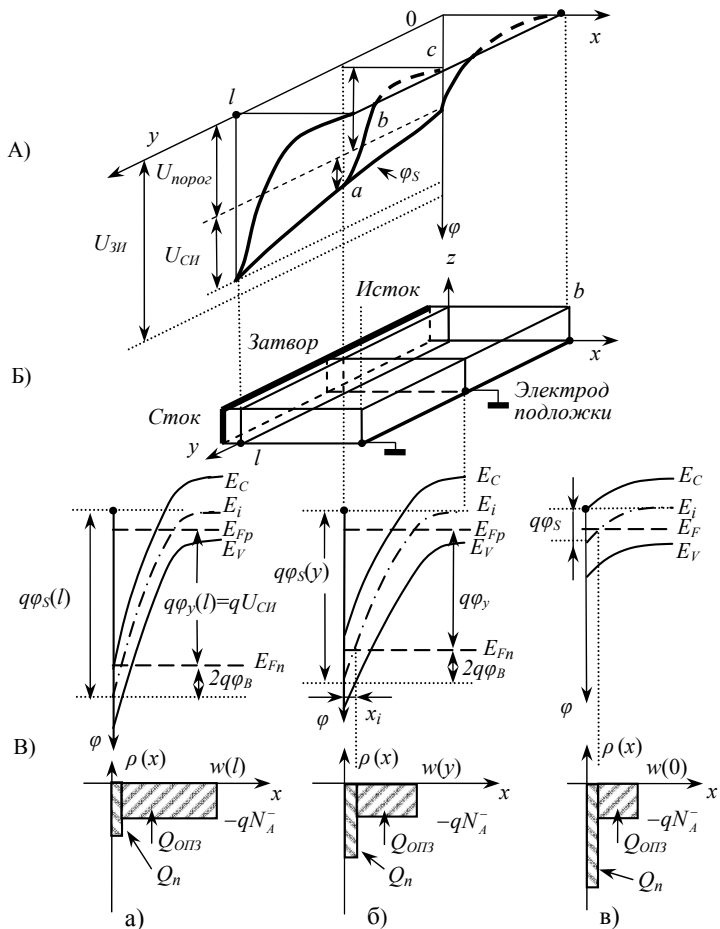


Рис. 3.16. Пространственное распределение потенциала (А) в подзатворной области p -подложки, содержащей канал (Б), зонные диаграммы и распределение зарядов в поверхностном слое инвертированной части подложки (В).

а) вблизи стока, б) на произвольном удалении y от истока, в) вблизи истока.

поверхность $\varphi = \varphi(x, y)$, учитывающая нелинейное изменение

Из рис. 3.16А (также как из рис. 10г) видно, что потенциал $\varphi_y(I_C)$ увеличивается от истока к стоку и от объёма к поверхности. Электроны скатываются в потенциальную яму канала от истока к стоку и из объёма к поверхности. Поэтому в этом же направлении увеличивается разность потенциалов $\varphi_y(x)$ вдоль оси x между поверхностью и объёмом, которая создаёт дополнительное к напряжению затвора обратное смещение распределённого n - p -перехода «канал–подложка» в пределах $0 \leq \varphi_y(I_C) \leq U_{СИ}$. Значит, от истока к стоку расширяется обеднённая область ОПЗ, уменьшается сечение канала и погонная (на единичную длину

канала и единицу площади раздела) плотность заряда $Q_n = Q_n(y)$ неравновесных электронов в канале.

Действительно, поскольку поверхностный потенциал (3.22) в отличие от равновесного значения (3.9) становится зависимым от координаты y , правая часть уравнения (3.19) для напряжения на затворе приобретает дополнительную переменную составляющую. Погонная плотность (заряда) неравновесных электронов в канале (3.20) становится зависящей от координаты y :

$$U_3 = (Q_n(y)/C_{OK}) + [(Q_{OPЗ}(y)/C_{OK}) + 2\varphi_B + U_{ПЗ}] + \varphi_y(I_C) \approx \approx (Q_n(y)/C_{OK}) + U_{порог} + \varphi_y(I_C) \equiv \quad (3.23)$$

$$\equiv U_{OK} + U_{порог} + \varphi_y(I_C) \equiv U_{OK} + U_{ПП-к}(y), \quad (3.24)$$

$$Q_n(y) = \left\{ [U_3 - (2\varphi_B + U_{ПЗ} + Q_{OPЗ}(y)/C_{OK})] - \varphi_y(I_C) \right\} C_{OK} \approx \quad (3.25)$$

$$\approx \left[(U_3 - U_{порог}) - \varphi_y(I_C) \right] C_{OK}, \quad (3.26)$$

где согласно (3.12), (3.22)

$$Q_{OPЗ}(y) = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{ПП-к}qN_A(2\varphi_B + \varphi_y(I_C))}. \quad (3.27)$$

Упрощенный анализ предполагает, что $Q_{OPЗ}$ по-прежнему не зависит от координаты, определяется соотношением (3.12), а пороговое напряжение $U_{порог}$ – соотношением (3.21). Как видно из (3.26) пороговое напряжение в этом случае есть напряжение на затворе в состоянии глубокого обеднения, когда канал ещё не наполнился электронами ($Q_n = 0$) и ток стока не проходит ($\varphi_y(I_C) = 0$). Тогда:

- Из условий электрической нейтральности в форме (3.26)

$$(U_3 - U_{порог})C_{OK} = Q_n(y) + \varphi_y(I_C)C_{OK} = const$$

следует, что при фиксированном напряжении затвора рост потенциала $\varphi_y(I_C)$ при увеличении тока стока может происходить только за счёт уменьшения погонной плотности заряда электронов $Q_n(y)$. Потенциал $\varphi_y(I_C)$ растёт, если увеличено напряже-

ние $U_{СИ}$. При данном напряжении $U_{СИ}$ потенциал $\varphi_y(I_C)$ растёт также от истока к стоку ($\varphi_{y=0} = 0$) $\leq \varphi_y \leq (U_{СИ} = \varphi_{y=l})$ за счёт прохождения током стока омической части канала. По мере роста потенциала φ_y заряд электронов должен убывать от максимального значения на истоке до минимального значения на стоке. В частности, когда напряжение на стоке достигнет величины напряжения насыщения $\varphi_{y=l} = U_{СИ} = (U_3 - U_{порог}) = U_{Cнас}$, минимальный заряд электронов достигнет виртуального нуля. Канал исчезает, а ток стока становится максимальным, равным току насыщения $I_C = I_{Cнас}$.

- Рост тока стока происходит до теоретического предела $Q_n = 0$, когда достигается насыщение тока $I_C = I_{Cнас}$ и при напряжении стока $U_{СИ} = U_{Cнас}$ наступает отсечка канала, т.е. виртуальное отсутствие СНЗ в точке отсечки. Разумеется, нулевой заряд свободных носителей при максимальном токе стока $I_C = I_{Cнас}$ и нулевое сечение канала – это идеализация, позволяющая упростить получение результата, соответствующего эксперименту.

- Отсечка канала всегда происходит вблизи стока, где потенциал φ_y достигает максимального значения $\varphi_y(l) = U_{Cнас}$.

- Из соотношения для напряжений (правила Кирхгофа) в форме (3.24), следует, что в состоянии сильной инверсии неравновесную МОП-структуры можно рассматривать как последовательное соединение ёмкости окисла C_{OK} и ёмкости полупроводника $C_{ПП-к}$. Напряжение затвора делится между ёмкостью окисла U_{OK} и полупроводником. Напряжение на полупроводнике растёт от $U_{порог}$ на истоке до $(U_{порог} + U_{СИ})$ на стоке. Напряжение на ёмкости окисла, наоборот, убывает. Это соответствует уменьшению заряда неравновесных электронов от максимальной величины на истоке до виртуального нуля при отсечке канала на стоке.

- Из условий электрической нейтральности в форме (3.18)

$$[Q_{ПП-к} = Q_n(y) + Q_{ОПЗ}(y)] = Q_3 + Q_{SS} = const$$

следует, что, при неизменной сумме $Q_3 + Q_{SS} = const$ прохождение тока стока вызывает перераспределение зарядов левой части равенства. Когда проходит ток стока и увеличивается потенциал $\varphi_y(I_C)$, погонная плотность заряда неравновесных электронов $Q_n(y)$, как показано, уменьшается, а плотность заряда $Q_{ОПЗ}(y)$, значит, и размер ОПЗ должны увеличиваться сверх значения, установленного затвором при $U_3 = U_{порог}$. Такое перераспределение зарядов можно отнести за счёт увеличения обратного смещения индуцированного перехода «канал-подложка» при увеличении потенциала $\varphi_y(I_C)$.

- Перераспределению зарядов способствует также экранирующее действие инверсного слоя. В самом деле, у истока заряд электронов инверсного слоя большой. Глубина проникновения поля затвора в полупроводник невелика. Размер ОПЗ мал. У стока, наоборот, экранирующий заряд инверсного слоя мал. Поле затвора проникает в подложку на большую глубину. Размер и заряд ОПЗ увеличиваются (см. рис. 3.16).

- Увеличение заряда ОПЗ связано с расширением области пространственного заряда, т.к. плотность атомов примеси постоянна. Расширение происходит как в сторону канала, так и в сторону подложки. Расширение в сторону канала наряду с эффектом насыщения дрейфовой скорости приводит к сужению и, в конечном счёте, к отсечке канала.

- В приближении сильной инверсии из-за эффекта экранирования заряд и размер ОПЗ, установленные пороговым напряжением затвора, считаются неизменными, равными максимальным равновесным значениям. При напряжениях затвора $U_3 > U_{порог}$ в состоянии сильной инверсии образуется канал. Размер ОПЗ стабилизируется и достигает равновесного максимума W_{max} (3.11). При этом предполагается, что из-за эффекта экранирования влияние напряжения затвора и потенциала $\varphi_y(I_C)$ на состояние приповерхностного слоя ограничено. А именно, повышение напря-

жения затвора сверх порогового значения не изменяет размер и заряд ОПЗ, а только вызывает увеличение заряда электронов инверсного Q_n слоя и пределов изменения потенциала $\varphi_y(I_C)$, поскольку $0 \leq \varphi_y(I_C) \leq (U_3 - U_{порог}) = U_{Cнас}$, т.е. изменяет напряжение насыщения и начальную проводимость канала. Потенциал $\varphi_y(I_C)$ не изменяет общего заряда приповерхностного слоя, а только вызывает перераспределение зарядов.

Тем не менее, прохождение тока стока, увеличивая потенциал $\varphi_y(I_C)$, создаёт дополнительное обратное смещение индуцированного перехода «канал-подложка». Происходит расширение ОПЗ как в сторону подложки, так и в сторону канала. Большие – в сторону подложки (она в этом случае является менее легированной областью), меньшие в сторону канала (более легированной области).

Из-за большой крутизны изгиба энергетических зон вблизи поверхности небольшие приращения ΔW размера ОПЗ в сторону канала соответствуют значительным изменениям потенциала $\Delta\varphi_y$, которые создают существенные изменения заряда электронов в данном y -сечении канала.

Малость приращений ΔW даёт основание считать размер и заряд ОПЗ постоянными по длине распределенного перехода «канал-подложка», а отсечку канала увязывать с изменениями погонной плотности электронов⁵⁹ и объяснять уменьшением заряда $Q_n(y)$. Такой подход применен ниже при аналитическом выводе заряда электронов в канале.

С другой стороны, коль скоро даже небольшие изменения приращения размеров ОПЗ существенно влияют на погонную плотность заряда электронов, то вполне уместно считать расширение ОПЗ в сторону канала основной причиной сужения и, в конечном счёте, отсечки канала. Ввиду наглядности такой подход

⁵⁹ Это сделано в соотношении (3.28) при вычислении плотности заряда электронов $Q_n(y)$ в произвольном y -сечении канала.

использован выше в разделе «Принципы работы МОП-транзистора» при анализе физических процессов.

Таким образом, главным следствием двух взаимосвязанных процессов – расширения ОПЗ и перераспределения зарядов является один физический результат, а именно, уменьшение погонной плотности заряда электронов Q_n в инверсном слое и, в конечном счете, отсечка канала на стоке. Это позволяет при анализе физических процессов объяснять отсечку канала расширением области пространственного заряда в сторону канала на стоке, а аналитические выводы проводить в приближении постоянства заряда $Q_{ОПЗ} = const$ и виртуального нуля $Q_n = 0$ изменяющего заряда электронов при отсечке канала.

Плотность заряда неосновных носителей в инверсном слое МОП-структуры

При вычислении плотности заряда неосновных носителей в инверсионном слое МОП-структуры мы исходили из двух, всегда имеющих место, физических условий – условия электрической нейтральности (3.25), (3.26) и второго закона Кирхгофа (3.24) для цепи затвора. Для пользования полученными соотношениями по схеме упрощенного анализа в приближении $Q_{ОПЗ} = const$ необходимо учесть два замечания.

1. Напряжение на окисле идеальной МОП-структуры определено соотношением (3.14). Чтобы определить напряжение на окисле при наличии заряженной поверхности раздела, когда $Q_{SS} \neq 0$ воспользуемся подходом, основанным на иных физических свойствах МОП-структуры.

Если рассматривать МОП-структуру как последовательное соединение ёмкости окисла и ёмкости полупроводника, то плотность заряда металлического затвора будет равна: $Q_3 = C_{МОП} U_{ОК}$ где $C_{МОП}$ – удельная (на единицу площади раздела) полная ёмкость МОП-структуры. Но по условиям электрической нейтральности $Q_3^+ = Q_{ПП-к}^-$, поэтому $U_{ОК} = Q_3 / C_{МОП} = Q_{ПП-к} / C_{МОП}$. Полная удельная ёмкость МОП-структуры определяется последовательным соединением ёмкости полупроводника $C_{ПП-к}$ и ёмкости окисла: $C_{МОП} = C_{ОК} C_{ПП-к} / (C_{ОК} + C_{ПП-к})$.

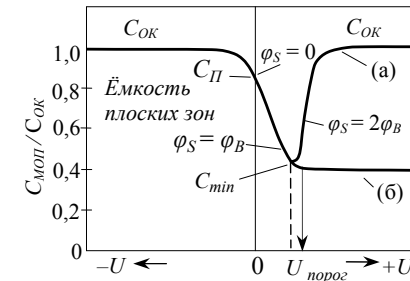


Рис. 3.17. Относительные вольт-фарадные кривые МДП-структуры.

а) в области низких частот 5 – 100 Гц, б) в области высоких частот.

Экспериментальная зависимость относительного значения полной ёмкости МДП-структуры от приложенного напряжения приведена на рис. 3.17 [Зи П]. Вольт-фарадная характеристика реальных МДП-структур сдвигается параллельно самой себе влево или вправо относительно идеальной кривой в зависимости от величины и знака напряжения

$U_{ПЗ}$. Из приведённой зависимости видно⁶⁰, что в режиме сильной инверсии при $U_{ЗИ} > U_{порог}$ ёмкость МОП-структуры примерно равна ёмкости окисла $C_{МОП} \approx C_{ОК}$, и напряжение на окисле можно определять по формуле (3.14).

2. Выражение (3.25) определяет заряд электронов в элементе канала единичной длины ($l_y = 1$ см по оси y) объёмом $l_y \times b_z \times h_x \equiv (1 \times 1 \times h_x) \text{ см}^3$, т.е. погонный заряд, отнесённый к единице подзатворной площади $l_y \times b_z = 1 \text{ см}^2$ в произвольном y -сечении канала (рис. 3.19). Электроны распределены неравномерно по ширине канала h в направлении оси x , перпендикулярной поверхности. Для удобства расчётов перейдём к эквивалентному сечению $(h_y \times b_z)$ с постоянной плотностью электронов в поперечном сечении, равной их концентрации n_S на поверхности $x = 0$. Для этого достаточно размер канала h_y в направлении оси x в произвольном y -сечении канала выбирать из условия, что модуль плотности заряда электронов равен

⁶⁰ Вариант обоснования см. в ПРИЛОЖЕНИИ 3.1.

$$Q_n(y) = q \int_0^{x_j} n(x) dx = qn(0) \int_0^{x_j} [n(x)/n(0)] dx \equiv qn_S h_y \quad \text{где}$$

$$h_y = \int_0^{x_j} [n(x)/n(0)] dx. \quad \text{С учётом знака заряда}$$

$$Q_n(y) = -qn_S h_y \quad (3.28)$$

При таком выборе эффективной ширины площадь поперечного сечения, значит, и проводимость прямо пропорциональны количеству НЗ-электронов в данном y -сечении канала. Плотность электронов однозначно связана с шириной канала. Ширина канала зависит от обратного смещения индуцированного n - p -перехода «канал-подложка», создаваемого напряжением затвора и током стока при прохождении омического сопротивления канала.

Подчеркнем основные выводы:

- Дрейфовый ток ОНЗ-электронов в канале возможен, когда канал сформирован при напряжении затвора $U_{3И} > U_{порог}$, и n^+ -карманы соединены n -каналом (рис. 3.1б). Необходимое для этого пороговое напряжение затвора (3.21), равно

$$U_{порог} = \pm \left(\frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} q N 2\varphi_B}}{C_{ОК}} + 2\varphi_B \right) + U_{ПЗ} =$$

$$= \pm \left(\frac{d \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к} q N 2\varphi_B}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{ОК}} + 2\varphi_B \right) + [U_0 (Q_{SS}/C_{ОК})], \quad (3.29)$$

является конструктивно-физическим параметром ПТ. Верхние знаки – для n -канала на p -подложке, нижние – для p -канала на n -подложке, $N^{-1} = N_A^{-1} + N_D^{-1}$ – эффективная концентрация примесей в подложке, $N \approx N_A$, $N_A \ll N_D$.

- При фиксированном напряжении затвора $U_{3И} > U_{порог}$ увеличение напряжения стока $U_{СИ}$ приводит к росту тока стока и падению напряжения на омическом сопротивлении канала, значит, увеличению потенциала $\varphi_y(I_C)$. Когда ток стока возрастет настолько, что напряжение на участках канала, ближайших к сто-

ку, достигнет значения $\varphi_{y=l} = (U_{3И} - U_{порог})$, то согласно (3.26) $Q_n = 0$. Происходит отсечка канала и насыщение тока стока $I_C = I_{C \text{ нас}}$ (рис. 3.6г). Ток стока достигает насыщения при напряжении стока, равном

$$U_{СИ} = U_{C \text{ нас}} = (U_{3И} - U_{порог}) \quad (3.30)$$

- Напряжение насыщения зависит от напряжения затвора. Как следует из уравнения (3.26), чем больше напряжение затвора, тем при больших напряжениях стока наступает отсечка канала и тем выше напряжение насыщения $\varphi_{y=l} = (U_{3И} - U_{порог}) = U_{C \text{ нас}}$ (рис. 3.8, рис. 3.9).

- Насыщение тока стока (отсечку канала) можно получить **как** изменением напряжения стока, $U_{СИ}$ **так и** изменением напряжения затвора $U_{3И}$.

- Из соотношения (3.26) следует, что концентрация НЗ-электронов в данном сечении канала, значит, начальная проводимость и возможный максимальный ток канала тем больше, чем выше напряжение затвора.

3.3 Вольтамперные характеристики МОП-транзистора

В схеме с общим истоком входной сигнал подаётся на затвор. Выходным сигналом является ток стока (рис. 3.18).

Выходные или **стоковые характеристики** – это зависимость тока стока от напряжения стока при постоянном напряжении затвора: $I_C = f_C(U_{СИ}, U_{3И} = const)$.

Ток стока формируется за счёт дрейфа основных носителей заряда (ОНЗ) от истока к стоку под действием поля, создаваемого источником напряжения $U_{СИ}$. Монополярный характер проводимости отличает ПТ от БТ, где проводимость имеет биполярный характер и осуществляется за счёт диффузии и дрейфа.

Поскольку затвор ПТ изолирован от канала диэлектриком, то входное сопротивление велико, а постоянный входной ток является током утечки диэлектрика. Поэтому входные характеристики – зависимость тока затвора от напряжения затвора – не имеют

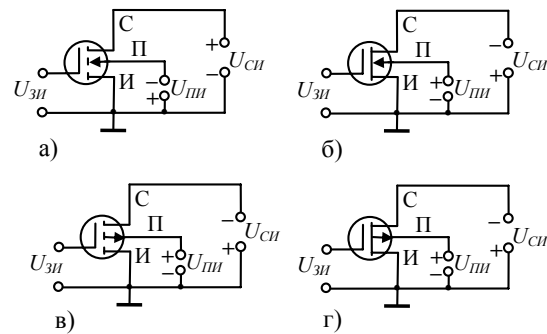


Рис. 3.18. Включение МДП-транзисторов в схему с общим истоком.

n-канальные транзисторы с индуцированным каналом (а), со встроенным каналом (б); *p*-канальные транзисторы с индуцированным каналом (в), со встроенным каналом

напряжении стока $I_{Cнас} = f_{C-3}(U_{зи}, U_{СИ} = const)$. Передаточными эти характеристики называются потому, что в схеме с общим истоком они определяют зависимость отклика – выходного тока стока от входного воздействия – напряжения затвора.

Стоковая вольтамперная характеристика.

Ток в произвольном участке канала сечением $b_z \times h_y$ на удалении y от истока (рис. 3.19) согласно дифференциальному закону Ома будет равен:

$$I_C = \sigma \mathcal{E}_y = (\sigma_0 \mathcal{E}_y) b h_y = (q n_s h_y) (\mu_s b \mathcal{E}_y) = (-Q_n) \times \left(-\mu_s b \frac{d\varphi_y}{dy} \right) = Q_n \mu_s b \frac{d\varphi_y}{dy},$$

где использовано соотношение (3.28). Используя

(3.26), значит, полагая, что пороговое напряжение одинаково по длине канала, и прохождение тока стока не изменяет заряд ОПЗ, а влияет только на заряд инверсных электронов $Q_n(y)$, получаем:

такого самостоятельного значения, как в технике биполярных транзисторов.

В технике ПТ самостоятельное значение имеют **передаточные** или **сток-затворные характеристики**, представляющие собой зависимость тока насыщения от напряжения затвора при постоянном

$$\int_0^l I_C dy = \int_{\varphi_{II}=0}^{\varphi_C} Q_n(y) \mu_s b d\varphi_y = \int_{\varphi_{II}=0}^{\varphi_C} \mu_s b C_{OK} \left[(U_{зи} - U_{порог}) - \varphi_y \right] d\varphi_y$$

$$\Rightarrow I_C = \frac{\mu_s b C_{OK}}{l} \left[(U_{зи} - U_{порог}) U_{СИ} - \frac{1}{2} U_{СИ}^2 \right] \quad (3.31)$$

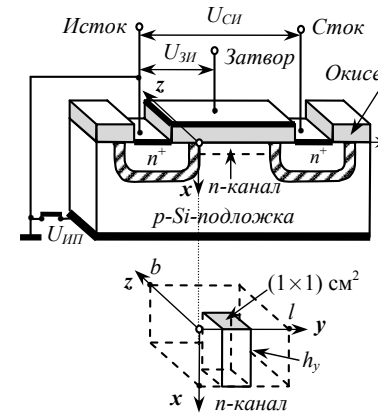


Рис. 3.19. Структура МОП-транзистора с индуцированным *n*-каналом и принятая система координат.

В канале на произвольном расстоянии y от истока выделен элемент единичной длины объёмом $l_y \times b_z \times h_y = 1 \text{ см} \times 1 \text{ см} \times h_y \text{ см}$, содержащий заряд Q_n .

$$I_C = \frac{b}{l} \mu_s C_{OK} \left\{ \left[(U_з - U_{ПЗ}) - 2\varphi_B - \frac{1}{2} U_{СИ} \right] U_{СИ} - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к}} q N_A}{C_{OK}} \times \left[(U_{СИ} + 2\varphi_B)^{3/2} - (2\varphi_B)^{3/2} \right] \right\} \quad (3.33)$$

Однако если $(U_з - U_{ПЗ} - 2\varphi_B) \gg U_{СИ}$ и $\left(\frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-к}} q N_A}{C_{OK}} \right) \ll 1$ т.е. $\mathcal{E}_x \gg \mathcal{E}_y$ (одномерная задача), то

Вывод этого соотношения предполагает (хотя и не явно), что $Q_n \neq 0$, поэтому оно справедливо для области плавного канала, где $U_{СИ} \leq U_{Cнас}$, $I_C \leq I_{Cнас}$.

При напряжении стока $U_{СИ} = U_{Cнас} = (U_{зи} - U_{порог})$ ток стока достигает насыщения: $I_{Cнас} = \frac{b}{2l} \mu_s C_{OK} \times (U_{зи} - U_{порог})^2$ (3.32)

С другой стороны, используя соотношение (3.25), учитывая зависимость размера W ОПЗ от тока стока, аналогично (3.31) получим более точное выражение для тока стока⁶¹:

⁶¹ Вывод см. в ПРИЛОЖЕНИИ 3.2.

соотношение (3.33) можно привести к предыдущему приближению⁶² (3.31).

Семейство стоковых характеристик (выходных для схемы с общим истоком), рассчитанных по формуле (3.33) для идеальной ($U_{ПЗ} = 0$) МОП-структуры, приведено на рис. 3.20 [3и П]. Параметром семейства является напряжение затвора, точнее разность

$U_{ЗИ} - U_{порог}$. Физическая

модель, использованная для вывода соотношения (3.33), не включает процессы пробоя. Область пробоя добавлена посредством монтажа.

Семейство выходных характеристик имеет следующие характерные области:

- Область плавного канала, где $I_C \leq I_{C\text{нас}}$. Это область напряжений стока $0 \leq U_{СИ} \leq U_{C\text{нас}}$ до отсечки канала, включая линейную область в начале координат, где ток стока линейно увеличивается пропорционально напряжению стока.

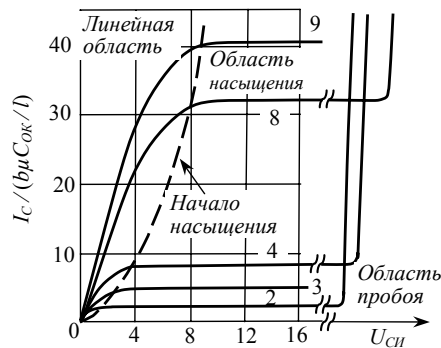


Рис. 3.20. Семейство стоковых характеристик идеального МОП-транзистора с индуцированным каналом.

Область плавного канала отмечена пунктирной кривой

но увеличивается пропорционально напряжению стока.

- Область насыщения $U_{C\text{нас}} \leq U_{СИ} \leq U_B$, где ток стока примерно постоянен и равен току насыщения $I_C \approx I_{C\text{нас}}$. Возрастание тока насыщения у реальных транзисторов объясняется модуляцией длины канала. Из-за пологого возрастания тока стока область насыщения иногда называют «пологой». Это область напряжений стока, где транзистор работает в режиме отсечки канала. Область насыщения важна для описания процессов и расчёта параметров устройств, работающих с переменными сигналами

⁶² Это допущение называется приближением плавного канала.

малых амплитуд, где МОП-транзистор может быть представлен линейным четырёхполюсником.

- Область пробоя при $U_{СИ} \geq U_{СВ}$, где $U_{СВ}$ — напряжение пробоя. Более высокое напряжение пробоя наступает при более высоком напряжении затвора, соответствующем большим значениям начального поперечного сечения канала.

- Область подпороговых токов стока при напряжениях затвора $U_{ЗИ} < U_{порог}$. Этот режим соответствует закрытому состоянию МОП-транзистора. Подпороговая область характеристик важна для устройств, использующих переключение МОП-транзистора из закрытого состояния в открытое (цифровые логические схемы, устройства памяти, другие переключающие схемы). В области малых напряжений затвора в условиях слабой инверсии основной составляющей тока стока является диффузионная составляющая биполярного $n-p-n$ транзистора, созданного областями исток-подложка-сток. Из-за малости токов эта область не показана, хотя формально обозначена на рис. 3.32.

Особенности выходных стоковых характеристик

- В области малых напряжений стока ток стока практически не влияет на параметры токопроводящего канала. Область сток-исток работает как управляемый линейный резистор, проводимость которого прямо пропорциональна напряжению затвора. Ток стока можно представить произведением проводимости всего канала g_k на напряжение $U_{СИ}$, приложенное к каналу. Действительно, из (3.31), вынося за скобки первое слагаемое, для напряжений $U_{СИ} \ll (U_{ЗИ} - U_{порог})$ получим:

$$I_C = \frac{b}{l} \mu_S C_{ОК} (U_{ЗИ} - U_{порог}) U_{СИ} \left[1 - \frac{U_{СИ}}{2(U_{ЗИ} - U_{порог})} \right] \approx \left[\frac{b}{l} \mu_S C_{ОК} (U_{ЗИ} - U_{порог}) \right] U_{СИ} \equiv g_k U_{СИ} \quad (3.34)$$

Нетрудно заметить, что проводимость g_k , определяемая множителем в квадратных скобках, есть производная стоковой характеристики (дифференциальная проводимость) в начале координат:

$$g_k = \left. \frac{dI_C}{dU_{CH}} \right|_{U_{CH}=0} = g_k(0) = g_k(U_{3И})_{|U_{CH}=0}. \text{ Она имеет смысл на-}$$

чальной проводимости канала, поскольку устанавливается напряжением затвора и является проводимостью канала, по которому ещё не проходит ток. Начальная проводимость соответствует равномерному распределению электронов по длине канала $n_S = const \neq n_S(y)$. Когда по каналу проходит ток $n_S = n_S(y)$. Начальная проводимость выражается через концентрацию электронов в начале координат у истока: $n_{S|y=0} = n_S(0)$.

Проводимость канала определяется тангенсом угла наклона стоковой характеристики при $U_{CH} = 0$. Поэтому кривые выходят из начала координат под разными углами, пропорциональными напряжению затвора (рис. 3.9, рис. 3.20).

- При повышении напряжения на затворе ток насыщения и напряжение насыщения увеличиваются. Это вызвано увеличением начальной проводимости канала, обусловленным расширением начального (при $I_C = 0$) поперечного сечения ($h_y \times b$) за счёт ширины (3.28). Характеристики сдвигаются вверх и вправо.

- Характеристики идеального транзистора не эквидистантны относительно изменения напряжения на затворе: увеличение напряжения затвора в 2 раза приводит к увеличению тока насыщения практически в 4 раза, поскольку ток насыщения (3.32) пропорционален квадрату напряжения на затворе. Значит, равным приращениям напряжения затвора соответствуют неравные приращения тока стока.

Стоковые характеристики идеального транзистора рассчитываются в предположении, что подвижность носителей в канале μ_S не зависит от напряжённости поперечного электрического поля \mathcal{E}_x , создаваемого затвором. Однако экспериментальные результаты показывают значительную зависимость продольной поверхностной подвижности от поперечного электрического поля, что существенно влияет на характеристики реальных приборов. На рис. 3.21а приведены экспериментальные зависимости продольной подвижности электронов $\mu_{Sn}(\mathcal{E}_x)$ от напряжённости

поперечного электрического поля для указанных температур, измеренные при постоянном продольном поле, при котором дрейфовая скорость ещё не достигла насыщения⁶³ [Зи II]. Видно, что для данной температуры подвижность уменьшается с увеличением поперечного электрического поля \mathcal{E}_x .

Экспериментальные зависимости дрейфовой скорости элект-

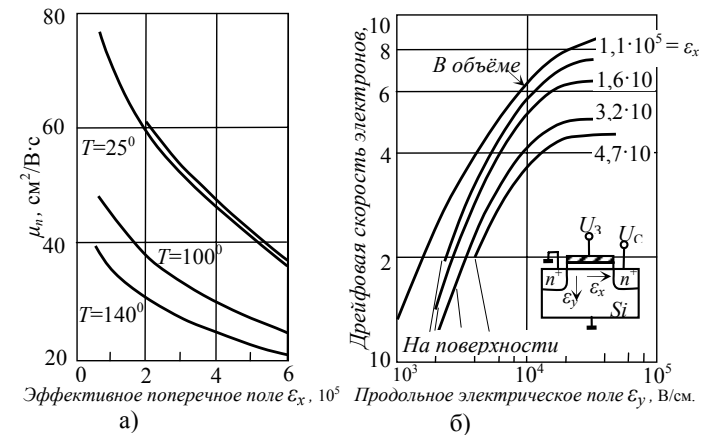


Рис. 3.21. Влияние поперечного электрического поля на дрейфовую скорость и подвижность электронов в канале.

- а) Зависимости подвижности инверсионного слоя от поперечного поля, измеренные при трёх температурах ($\epsilon_y < 10^3$ В/см).
- б) Зависимости дрейфовой скорости электронов от продольного поля, измеренные при некоторых значениях поперечного поля.

тронов инверсионного слоя от напряжённости продольного электрического поля для неизменных значений напряжённости поперечного поля \mathcal{E}_x приведены на рис. 3.21б. При фиксированном значении поперечного электрического поля \mathcal{E}_x дрейфовая скорость в области малых \mathcal{E}_y прямо пропорциональна продольному полю \mathcal{E}_y . Коэффициент пропорциональности равен подвижности

⁶³ Насыщение дрейфовой скорости с увеличением напряжённости продольного электрического поля \mathcal{E}_y , создаваемого напряжением стока, предполагается по умолчанию.

μ_{Sn} . Зависимость $\mu_{Sn}(\mathcal{E}_x)$ приведена на соседнем рис. 3.21а. Как и должно быть при больших значениях напряжённости продольного поля \mathcal{E}_y , дрейфовая скорость достигает насыщения. Однако, величина самой скорости насыщения имеет явную зависимость от поперечного электрического поля \mathcal{E}_x .

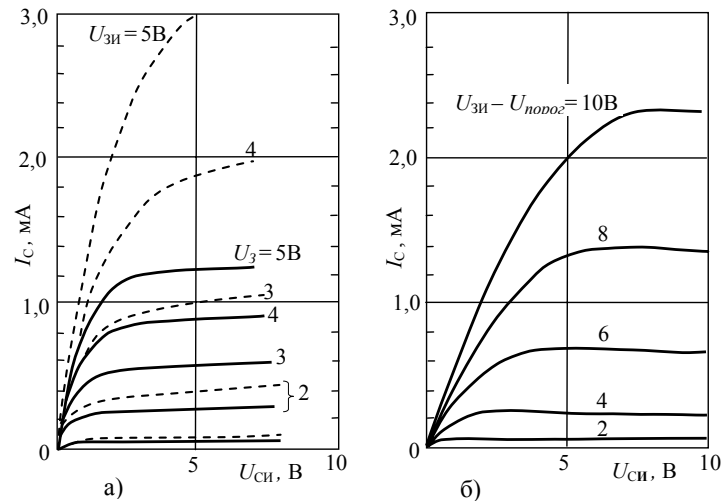


Рис. 3.22. Расчётные и экспериментальные стоковые характеристики.

а) Характеристики, рассчитанные в предположении постоянной подвижности (пунктир) и с учётом полевой зависимости подвижности (сплошные линии). б) Экспериментальные характеристики для p -канального МОП-транзистора с параметрами $d=2000\text{Å}$, $N_D=4,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_p=256 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

Влияние эффекта насыщения продольной дрейфовой скорости на стоковые характеристики проиллюстрировано на рис. 3.22а. Зависимость дрейфовой скорости от поперечного поля (затвора) вызывает, во-первых, значительное уменьшение тока насыщения МОП-транзистора и, во-вторых, не создаёт квадратичную (3.32), как предсказывает теория идеальных МОП-транзисторов, зависимость тока насыщения от напряжения на затворе. Стоковые характеристики реальных транзисторов почти эквидистантны

относительно изменения напряжения затвора (рис. 3.22б, рис. 3.8а).

• Особенности пробоя. Наихудшие условия (малые напряжения) пробоя соответствуют отключённому затвору. Высокое входное сопротивление ПТ способствует пробую подзатворного окисла зарядом, накапливаемым ёмкостью затвора, при относительно низких напряжениях⁶⁴. Например, при толщине окисла $d=0,05\text{мкм}$ напряжение пробоя составляет всего $U_B=50\text{В}$. Такое напряжение может быть легко создано зарядом от рук экспериментатора. Для короткого канала характерен прокол канала, когда смыкаются ОПЗ истокового и стокового переходов. Для длинного канала – лавинный пробой стокового перехода.

Напряжение пробоя стокового перехода U_B определяется разностью потенциалов между стоком φ_C и затвором φ_3 . Оно является конструктивно-физическим параметром полевого транзистора: $U_B = \varphi_C - \varphi_3 = const$. Добавив в правую часть этого равенства потенциал истока $\pm\varphi_H$, получим явную зависимость напряжения пробоя от напряжения затвора:

$$U_B = (\varphi_C - \varphi_H) - (\varphi_3 - \varphi_H) = U_{CH} - U_{3H} = const.$$

Отсюда следует, что чем больше напряжение затвора, тем при более высоком напряжении стока $U_{CH} = U_{CB}$ наступает пробой:

$$U_{CB} = U_B + U_{3H} \text{ (рис. 3.20).}$$

• Стоковые характеристики полевого транзистора со встроенным каналом (рис. 3.5) имеют аналогичный вид. Однако если для нормальной работы ПТ с индуцированным каналом нужно приложить к затвору достаточно большое напряжение $U_3 \geq U_{порог}$, то ПТ со встроенным каналом открыт уже при нулевом напряжении на затворе.

Встроенный токопроводящий канал под затвором МОП-транзистора может быть создан как технологическими методами в процессе производства, так и за счёт напряжения плоских зон – фиксированного заряда поверхности и контактной разности по-

⁶⁴ При малых сопротивлениях ёмкость легко разряжалась бы через входное сопротивление.

тенциалов между металлом затвора и полупроводником подложки.

Встроенный токопроводящий канал с необходимостью сопровождается наличием встроенного $p-n$ -перехода (рис. 3.5). Если полярность напряжения на затворе соответствует обратному смещению этого $p-n$ -перехода ($U_3 > 0$ для n -канала и p -подложки, $U_3 < 0$ для p -канала и n -подложки), то с увеличением модуля напряжения на затворе сечение канала расширяется. ПТ работает в режиме обогащения. Характеристики сдвигаются вверх в сторону больших значений тока стока (рис. 3.32). В противном случае – транзистор работает в режиме обеднения. С увеличением модуля напряжения на затворе сечение канала уменьшается, пока не наступит отсечка канала. Выходные характеристики сдвигаются вниз в сторону меньших значений тока стока.

Сток-затворная характеристика.

При $U_{СИ} = (U_{ЗИ} - U_{порог}) = U_{Снас}$ ток стока равен току насыщения (3.32)

$$I_{Снас} = \frac{b}{2l} \mu_S C_{ОК} (U_{ЗИ} - U_{порог})^2.$$

Это соотношение представляет собой сток-затворную характеристику – зависимость тока стока в области насыщения от напряжения затвора при фиксированном напряжении стока. Семейства сток-затворных характеристик транзисторов с индуцированным и встроенным каналами приведены на рис. 3.23. Параметром семейств является напряжение стока.

• Характеристики подобны. Отличаются значением и смыслом порогового напряжения. Пороговое напряжение ПТ со встроенным каналом соответствует отсечке (закрытию) канала. Пороговое напряжение ПТ с индуцированным каналом соответствует режиму открытия канала.

• МОП-ПТ со встроенным каналом (рис. 3.5) всегда нормально открыт: при $U_3 = 0$ ток стока $I_C \neq 0$, если подано напряжение стока $U_{СИ} \neq 0$. На затвор может быть подано напряжение обеих

полярностей. При $U_3 > 0$, соответствующем обратному смещению встроенного $p-n$ -перехода, ПТ работает в режиме обогащения. Ток стока увеличивается. При $U_3 < 0$ n -канальный ПТ работает в режиме обеднения. Ток стока уменьшается. При $U_3 = U_{порог}$ происходит отсечка встроенного канала.

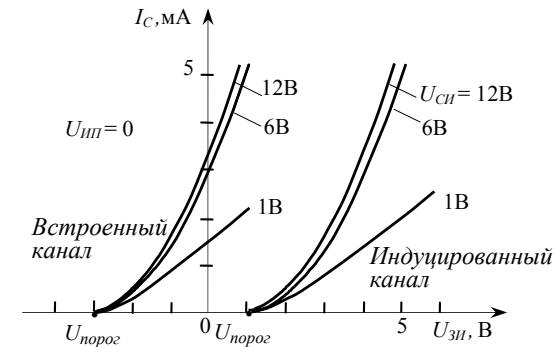


Рис. 3.23. Семейство сток-затворных характеристик МОП-транзисторов со встроенным и индуцированным каналами.

• МОП-ПТ с индуцированным каналом всегда нормально закрыт. ПТ открывается, если

$$|U_3| > |U_{порог}|,$$

причём, только при напряжении одной полярности: $U_3 > 0$ для n -канального ПТ на p -подложке (рис. 3.23, рис. 3.32), $U_3 < 0$ для

p -канального ПТ на n -подложке (рис. 3.32). Полярность напряжения затвора должна быть такой, чтобы ННЗ подложки притягивались к затвору (поверхности полупроводника).

• Характеристики со значением напряжения стока, превышающем напряжение насыщения (6В и 12В), квадратичны. Они соответствуют области насыщения. Характеристики с малым значением напряжения стока – линейны. Они соответствуют линейной области в начале координат.

• Квадратичность идеальных характеристик объясняется тем, что ток стока пропорционален плотности заряда электронов в канале Q_n (3.26) и напряжению сток-исток (3.30). Каждая из этих величин пропорциональна $(U_{ЗИ} - U_{порог})$. В итоге $I_C \sim U_{Снас}^2 \sim (U_{ЗИ} - U_{порог})^2$, что и следует формально из (3.32).

• Сток-затворные характеристики реальных ПТ (приведены на рис. 3.29) отличаются от характеристик идеальной модели, поскольку последняя не учитывает зависимость подвижности и тока насыщения от напряжённости поперечного поля затвора (эффект насыщения дрейфовой скорости рис. 3.22). Из практической эквидистантности стоковых характеристик реальных ПТ следует линейность их сток-затворных характеристик.

• Линейность сток-затворных характеристик при малых напряжениях стока объясняется тем, что в линейной области напряжение сток-исток не зависит от напряжения затвора. Хотя ток стока по-прежнему пропорционален плотности заряда электронов в канале (3.26) и напряжению стока, но напряжение сток-исток не зависит от напряжения затвора (см. (3.34)). Из линейности характеристик в области малых напряжений стока следует возможность экспериментального определения порогового напряжения путём линейного продолжения сток-затворной характеристики, измеренной при малых напряжениях стока, до пересечения с осью напряжений.

• В принципе исток и сток МОП-транзисторов взаимозаменяемы в том смысле, что не имеет принципиального значения, в какую сторону будет направлен дрейфовый поток носителей в канале. Однако напряжение сток-исток $U_{СИ}$ не только управляет дрейфовым током канала, но и создаёт смещение n - p -перехода «сток-подложка»⁶⁵. Если стоковый переход будет смещён в прямом направлении, то к выходному току стока добавится большой прямой дополнительный ток стокового перехода, что затруднит выделение тока канала. При обратном смещении дополнительный ток p - r -перехода «сток-подложка» будет пренебрежимо мал. Поэтому знак напряжения сток-исток должен быть таким, чтобы стоковый переход был смещён в обратном направлении. Для n -канальных транзисторов $U_{СИ} > 0$, на стоке плюс. Для p -канальных транзисторов $U_{СИ} < 0$, на стоке минус (рис. 3.18).

• Если транзистор имеет вывод подложки, возникает дополнительная возможность управления параметрами ПТ путём измене-

⁶⁵ Следует помнить, что исток соединён с подложкой и заземлён, а напряжение сток-исток подключается между стоком и землёй (рис. 3.6в).

ния потенциала подложки. Потенциал подложки влияет на величину обратного смещения индуцированного n - p -перехода «канал-подложка», которое отсчитывается от нуля при заземлённой подложке, либо суммируется с заданным потенциалом подложки в противном случае.

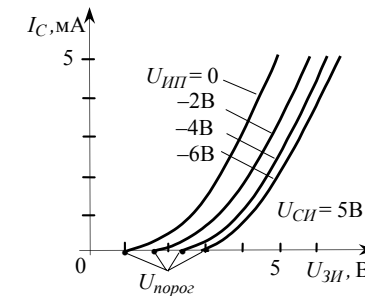


Рис. 3.24. Семейство сток-затворных характеристики n -канального ПТ при постоянном напряжении стока.

Параметр – напряжение исток-подложка.

Дополнительное (к созданному затвором) обратное смещение индуцированного перехода увеличивает пороговое напряжение транзистора. Это вызывает параллельный сдвиг передаточных сток-затворных характеристик в сторону больших значений порогового напряжения (рис. 3.24). Действительно, используя соотношение для заряда ОПЗ резкого p - n перехода

$$Q_{ОПЗ} = qW_{\max} N_A =$$

$$\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-k} q N_A (2\varphi_B + U_{ПП})},$$

где $U_{ПП}$ – напряжение исток-подложка обратного смещения подложки, видим, что обратное смещение увеличивает заряд ОПЗ индуцированного n - p -перехода «канал-подложка», что в свою очередь приводит к смещению порогового напряжения затвора (3.21) в сторону больших значений:

$$U_{порог} = \frac{\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_{ПП-k} q N_A (2\varphi_B + U_{ПП})}}{C_{ОК}} + 2\varphi_B + U_{ПП}$$

Электрод подложки является одним из электродов индуцированного перехода. Этот переход должен иметь обратное смещение. Значит, на p -подложку (n -канального транзистора) надо подавать «минус», на n -подложку (p -канального транзистора) надо подавать «плюс» источника напряжения смещения подложки. Прямое смещение не допустимо, т.к. в цепи смещения подложки

появится большой ток. В транзисторах, не имеющих вывода подложки, она соединена с истоком.

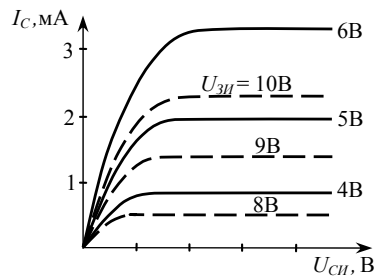


Рис. 3.25. Семейства сток-затворных характеристик n -канального ПТ при разных смещениях подложки.

Сплошные линии \square при напряжении $U_{зи} = 0V$. Пунктирные линии \square при $U_{зи} = -10V$.

координат (рис. 3.25).

3.4 Параметры полевого транзистора.

• **Крутизна сток-затворной характеристики** есть производная сток-затворной характеристики в области насыщения.

$$\begin{aligned} \text{Из (3.31)} \quad S &= \left. \frac{dI_{C \text{ нас}}}{dU_{ЗИ}} \right|_{U_{СИ}, U_{ЗИ} = \text{const}} = \frac{b}{l} \mu_{Sn} C_{OK} (U_{ЗИ} - U_{порог}) = \\ &= \frac{b}{l} \mu_{Sn} \frac{\epsilon_0 \epsilon_{OK}}{d} (U_{ЗИ} - U_{порог}) \end{aligned} \quad (3.35)$$

Из (3.32) нетрудно убедиться также, что

$$S = \left. \frac{dI_C}{dU_{СИ}} \right|_{U_{СИ}=0} = g_k(0). \quad (3.36)$$

Крутизна имеет размерность проводимости. Её называют иногда **проходной проводимостью**, потому что для малых сигналов она связывает выходной ток стока с входным напряжением затвора: $S = \frac{dI_{C \text{ нас}}}{dU_{ЗИ}} \approx \frac{\Delta I_{C \text{ нас}}}{\Delta U_{ЗИ}} \equiv \frac{i_c}{u_3} \Rightarrow i_c = Su_3$. Крутизна характе-

ризует усилительные свойства ПТ. Обычно размерность крутизны указывают в $[mA/V]$. В этом случае крутизна численно равна изменению тока стока в мА при изменении напряжения затвора на 1В.

Для повышения крутизны следует увеличивать отношение (b/l) – обеспечивать конструкцию с широким и коротким каналом, использовать материал с большой поверхностной подвижностью μ_S , уменьшать толщину подзатворного диэлектрика d , увеличивать напряжение затвора.

Однако по мере уменьшения длины канала свойства МОП-ПТ начинают резко отличаться от рассмотренных длинноканальных приборов. Особенности обусловлены принципиально двумерным характером распределения электрических полей в канале. Для описания короткоканального ПТ уже нельзя использовать приближение плавного канала, где предполагается, что $\epsilon_x \gg \epsilon_y$, поэтому задача одномерна.

Увеличение ширины канала и уменьшение толщины подзатворного диэлектрика увеличивает ёмкость «затвор-канал», что снижает быстродействие.

Из-за наличия на поверхности большого количества центров рассеяния поверхностная подвижность носителей в канале обычно в 2 – 3 раза меньше объёмной. Например, у кремния поверхностная подвижность электронов при комнатной температуре составляет $400 - 700 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$, в то время как объёмная равна $1300 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$. Объёмная подвижность электронов в германии $3800 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$, в арсениде галлия – $8500 \text{ см}^2/V \cdot \text{с}$. Подвижность электронов заметно больше подвижности дырок. Поэтому крутизна n -канальных транзисторов выше, чем у p -канальных.

Как видно из (3.31), (3.32) крутизна уменьшается с увеличением порогового напряжения, следовательно, использование потенциала подложки для увеличения порогового напряжения приводит к снижению крутизны.

• **Пороговое напряжение** (3.21), (3.29). Основное влияние на величину порогового напряжения оказывает концентрация примесей в подложке и заряд поверхности (напряжение плоских зон).

Положительный заряд $Q_{SS} > 0$ p -подложки n -канальных транзисторов и отрицательная контактная разность потенциалов $U_0 < 0$ $Al-SiO_2-Si$ -структуры создают электрическое поле, направленное в одну сторону с полем затвора при $U_{3И} > 0$, что снижает пороговое напряжение (3.29).

Когда подложка легирована слабо, концентрация примесей невелика. Вес слагаемого, содержащего заряд поверхности в (3.29), возрастает. Пороговое напряжение под влиянием поля поверхностного заряда может уменьшиться до нуля или стать отрицательным. В этом случае будет сформирован транзистор со встроенным каналом (рис. 3.5, рис. 3.23).

• **Внутреннее сопротивление** – есть выходное дифференциальное сопротивление $R_i = \frac{dU_{СИ}}{dI_C} |_{U_{3И}=const} = \frac{1}{g_i}$, обратно про-

порциональное дифференциальной проводимости, значит, наклону стоковой характеристики. Как видно из выходных характеристик (рис. 3.20), внутреннее сопротивление минимально в области плавного канала в начале координат, где наклон велик. Наибольшее значение R_i достигает в области насыщения, где оно определяется эффектом модуляции длины канала у реального транзистора и равно бесконечности у идеального транзистора.

Большое внутреннее сопротивление (порядка сотен килоом), необходимое при работе транзистора в линейных усилительных схемах, достигается увеличением длины канала и концентрации примесей в подложке. Малое внутреннее сопротивление при нулевых напряжениях стока, необходимое в цифровых схемах, достигается согласно (3.36) за счёт повышения крутизны:

$$R_{i0} = \frac{dU_{СИ}}{dI_C} |_{U_{СИ}=0} = \frac{1}{g_k(0)} = \frac{1}{S}. \quad (3.37)$$

• **Коэффициент усиления по напряжению.** Полагая, что ток стока является функцией двух переменных $I_C = I_C(U_{3И}, U_{СИ})$, для дифференциала тока стока получим:

$$dI_C = \frac{dI_C}{dU_{3И}} dU_{3И} + \frac{dI_C}{dU_{СИ}} dU_{СИ} = S dU_{3И} + R_i^{-1} dU_{СИ}.$$

Отсюда при $I_C = const$ определим, что коэффициент усиления

$$\mu = \frac{dU_{СИ}}{dU_{3И}}$$

выражается через произведение крутизны и внутреннего сопротивления: $\mu = SR_i$. В области плавного канала $\mu = SR_{i0} \leq 1$. Усиление невозможно. Усиление можно получить в области насыщения, где $\mu = SR_i \gg 1$.

• **Ёмкости МОП-транзистора.** Структуре МОП-транзистора и принципу его работы присущи следующие ёмкости (рис. 26):

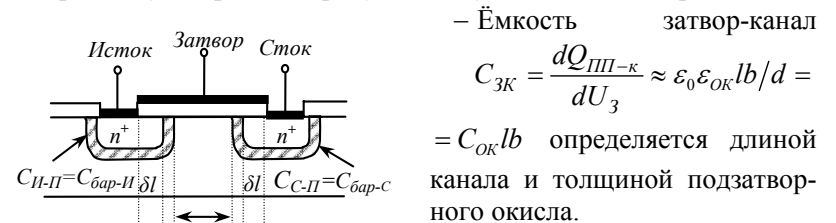


Рис. 3.26. Ёмкости МОП-транзистора.

– Ёмкость затвор-канал $C_{ЗК} = \frac{dQ_{ПШ-к}}{dU_3} \approx \epsilon_0 \epsilon_{ОК} lb/d =$

$= C_{ОК} lb$ определяется длиной канала и толщиной подзатворного окисла.

– Ёмкость затвор-подложка $C_{ЗП}$ – это ёмкость МОП-структуры $C_{МОП}$. При $U_{3И} > U_{порог}$ $C_{МОП} \approx C_{ЗК}$.

– Ёмкости перекрытия затвор-исток $C_{3И}$ и затвор-сток $C_{3С}$ образуются за счёт того, что затвор и слой окисла частично перекрывают области истока и стока $C_{перекр} = \epsilon_0 \epsilon_{ОК} b \delta l/d$. Перекрытие затвора и ОПЗ карманов принципиально необходимо у ПТ с индуцированным каналом. В противном случае непрерывный канал не будет сформирован. Величина перекрытия δl должна быть минимальной, чтобы минимизировать эти ёмкости.

– Барьерные ёмкости истокового $C_{бар-Исток}$ и стокового $C_{бар-Сток}$ переходов присущи физической структуре ПТ. Они зависят от площадей n^+ -карманов и концентрации примесей в подложке. Для уменьшения барьерной ёмкости легирование подложки должна быть небольшим.

• **Малосигнальная эквивалентная схема.** Идеальный МОП-транзистор в схеме с общим истоком является усилителем с бесконечным входным сопротивлением и генератором тока на выхо-

де $i_c = S u_z$ рис. 3.27а. Электрические свойства реальных транзисторов учтены эквивалентной схемой, вариант которой представлен на рис. 27б.

Входная проводимость $g_{вх}$ определяется током утечки затвора через тонкий слой подзатворного окисла. Ввиду его малости ($\sim 10^{-4}$ мкА·см⁻²) входной проводимостью часто

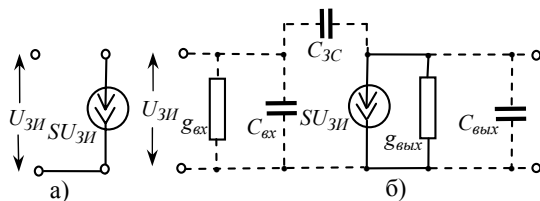


Рис. 3.27. Малосигнальная эквивалентная схема.

а) Модель идеального транзистора. б) Модель реального транзистора.

пренебрегают.

Входная ёмкость есть сумма ёмкости затвор-канал и ёмкости перекрытия затвор-исток $C_{вх} = C_{зк} + C_{зи}$

Проходная ёмкость

затвор-сток $C_{зс}$ возникает из-за эффекта перекрытия. Проходная ёмкость является причиной обратной связи между стоком и затвором, выходом и входом схемы с общим истоком. Нередко эту ёмкость называют ёмкостью обратной связи.

Выходная проводимость $g_{вых}$ определяется проводимостью обратного смещённого стокового перехода и внутренним сопротивлением R_i транзистора. Выходная ёмкость $C_{вых}$ формируется, в основном, барьерными ёмкостями n^+p -переходов истока и стока, соединёнными областью объёма подложки.

• **Предельная частота крутизны.** Все элементы схемы, представленной на рис. 3.27б, влияют на быстродействие транзистора. Однако максимальное быстродействие (полоса) определяется минимально необходимым временем формирования канала, т.е. временем наполнения канала электронами или, выражаясь схемным языком, временем заряда ёмкости затвор-канал. Очевидно, что это время равно времени пролёта канала.

Время пролёта канала $\tau_{пролёта}$ определим из следующего рассуждения. За счёт прохождения в течение времени пролёта заряда $\Delta Q_n l b$ ток стока изменится на ΔI_C . Но заряд электронов в канале равен $C_{зк} \Delta U_{зи} = l b C_{ок} \Delta U_{зи} = l b \Delta Q_n = \tau_{пролёта} \Delta I_C$. Отсюда $\tau_{пролёта} = l b C_{ок} \Delta U_{зи} / \Delta I_C$. Величина, обратная времени пролёта, есть предельная частота крутизны $f_s = 1 / 2\pi \tau_{пролёта} =$

$$= \frac{1}{2\pi l b C_{ок} (\Delta U_{з3} / \Delta I_C)} = \frac{S}{2\pi (C_{ок} l b)} \equiv \frac{S}{2\pi C_{зк}}, \text{ т.к. выражается}$$

через статическую крутизну (3.35). Учитывая соотношение (3.34), время пролёта можно рассматривать как постоянную времени заряда ёмкости затвор-канал через сопротивление R_{i0} :

$$\tau_{пролёта} = R_{i0} C_{зк}. \text{ Эта интерпретация вполне допустима, по-}$$

скольку канал заполняется электронами, инжектированными истоковым переходом, имеющим прямое смещение (рис. 3.7). В противном случае канал формировался бы значительно дольше – только за счёт ННЗ, термогенерированных в объёме подложки и на поверхностных состояниях, как в ПЗС.

Частотная зависимость крутизны $S(f)$ определяется аналогично биполярным транзисторам соотношением $S(f) = S / [1 + j(f/f_s)]$, где S – статическая крутизна, f_s – предельная частота крутизны, такая что $|S(f_s)| = S / \sqrt{2} = 0,7S$.

• **Температурные зависимости параметров.** Параметры ПТ зависят от температуры. Это означает, что при заданном режиме работы (напряжениях на электродах) ток стока будет зависеть от температуры. Причём при изменении температуры в одну сторону он может как увеличиваться, так и уменьшаться. Температурный коэффициент тока стока $\frac{dI_C}{dT}$ может принимать положительное, нулевое или отрицательное значение.

Физическими причинами температурной зависимости тока стока являются температурные изменения подвижности носителей и порогового напряжения (3.29).

Подвижность носителей в канале уменьшается с ростом температуры (рис. 3.28), что приводит к снижению крутизны (3.35) и уменьшению дрейфового тока стока (3.31), (3.32).

Уменьшение подвижности вызвано повышением интенсивности актов рассеяния носителей заряда на тепловых колебаниях решётки (фононах) и ионизированных атомах примеси.

Пороговое напряжение с повышением температуры снижается, что вызывает рост тока стока (3.32). Снижение порогового напряжения объясняется уменьшением порогового потенциала

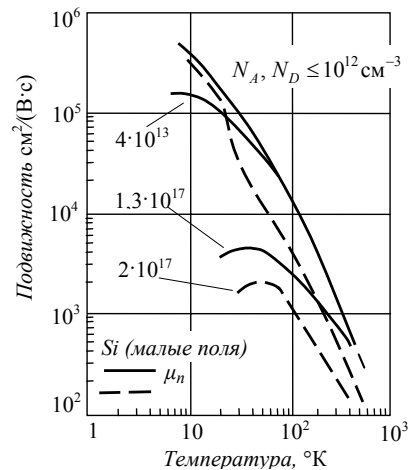


Рис. 3.28. Пример температурной зависимости подвижности носителей заряда в кремнии.

Параметр – концентрация примесей. При малых концентрациях подвижность уменьшается с ростом температуры.

меньшей напряжённости электрического поля (меньшем пороговом потенциале).

В итоге температурные изменения крутизны могут быть компенсированы противоположными изменениями тока стока. Об этом свидетельствуют экспериментальные сток-затворные характеристики, приведённые на рис. 3.29 для двух температур. Пересечение кривых показывает, что существует область рабочих па-

раметров, в которой ток стока практически не зависит от температуры.

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp(-E_g/2kT)$$

сильной инверсии (3.9) и температурной зависимостью естественного заряда поверхности Q_{SS} . Уменьшение потенциала сильной инверсии вызвано экспоненциальным ростом концентрации собственных электронов

, перебрасываемых в зону проводимости из валентной зоны за счёт энергии тепловых колебаний решётки (фононов). Повышение температуры увеличивает энергию фононов, что облегчает переход. Вместе с тем увеличение концентрации электронов позволяет достичь состояния сильной инверсии при

раметров, в которой ток стока практически не зависит от температуры.

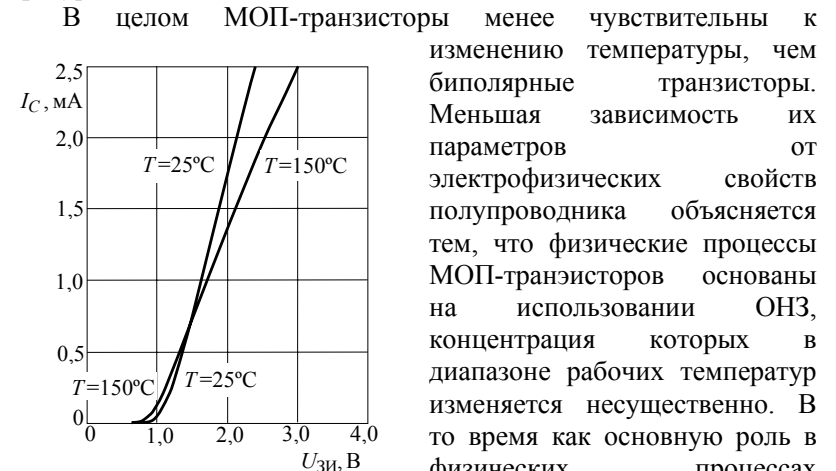


Рис. 3.29. Температурные изменения сток-затворных характеристик.

зависят от температуры.

Действительно, свободные носители заряда – электроны и дырки, формирующие токи, возникают в полупроводнике благодаря ионизации примесных и собственных атомов за счёт энергии тепловых колебаний решётки. Для ионизации собственных атомов и перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости требуется энергия, равная ширине запрещённой зоны. В то время как для перевода электрона с уровня примеси в зону проводимости требуется существенно меньшая энергия, равная энергии ионизации примеси. Поэтому при каждой данной температуре эти два процесса играют существенно неодинаковую роль.

Зависимость концентрации ОНЗ-электронов от обратной температуры в полулогарифмических координатах для двух концентраций доноров в кремнии приведена на рис. 3.30. Температурная зависимость имеет три характерные области:

- Область низких температур 1, где средняя энергия фононов мала по сравнению с энергией ионизации доноров. Доноры ионизированы лишь частично. Концентрация свободных электронов мала, но растёт с увеличением температуры за счёт ионизации доноров.

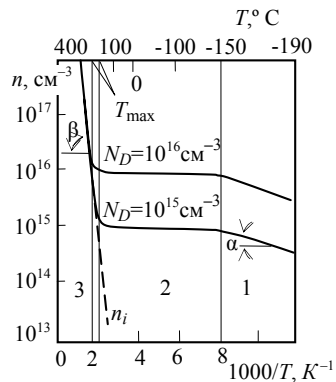


Рис. 3.30. Температурная зависимость концентрации ОНЗ-электронов в кремнии.

Параметр – концентрация доноров.

- Область 2, где средняя энергия фононов сравнима с энергией ионизации доноров, хотя значительно меньше ширины запрещённой зоны. Практически все атомы донорной примеси ионизированы, и их электроны находятся в зоне проводимости. Вместе с тем концентрация собственных электронов n_i , тех которые перебрасываются в зону проводимости из валентной зоны,

ещё незначительна. Такое состояние полупроводника является состоянием «примесного истощения» в том смысле, что примесные атомы «истощились», отдав свои «лишние» электроны в зону проводимости. В этих условиях концентрация свободных электронов равна концентрации доноров $n \approx N_D$, преобладают примесные, т.е. основные носители. Полное число электронов в зоне проводимости практически не зависит от температуры.

- Область 3 высоких температур, где энергия фононов превышает ширину запрещённой зоны, и концентрация собственных носителей становится больше концентрации доноров $n_i > N_D$. Поскольку ионизация собственных атомов создаёт пару СНЗ $n_i = p_i$, то примесный полупроводник приобретает свойства собственного.

Полупроводниковые приборы нормально функционируют в рабочем диапазоне температур, соответствующем области 2, где концентрация ОНЗ слабо зависит от температуры и равна концентрации примесей. Однако в этом диапазоне концентрация

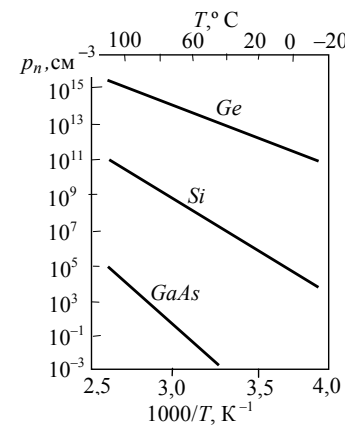


Рис. 3.31. Температурная зависимость концентрации ОНЗ-дырок в электронных полупроводниках.

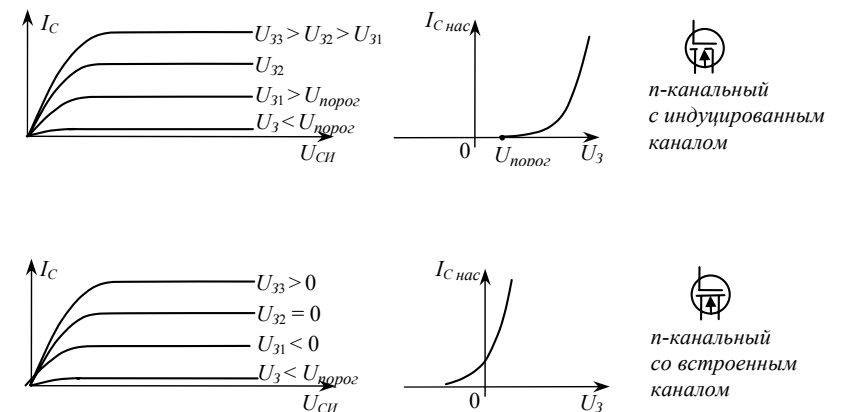
ОНЗ в отличие от концентрации ОНЗ резко возрастает с температурой. Действительно, равновесная концентрация ОНЗ-дырок равна $p_{n0} = n_i^2 / n_{n0}$, где n_{n0} – равновесная концентрация ОНЗ в электронном полупроводнике. В области 2 $n_{n0} \approx N_D$, поэтому

$$p_{n0} = n_i^2 / N_D = (N_C N_V / N_D) \times \exp(-E_g / kT)$$

Отсюда видно, что экспоненциальная зависимость концентрации собственных носителей $n_i = p_i$ от температуры (рис.1.6) приводит к резкой температурной зависимости концентрации примесных ОНЗ-дырок (рис. 3.31), значит, и параметров приборов, которые

зависят от концентрации ОНЗ.

Итоговая сводка вольтамперных характеристик и схемных обозначений ПТ.



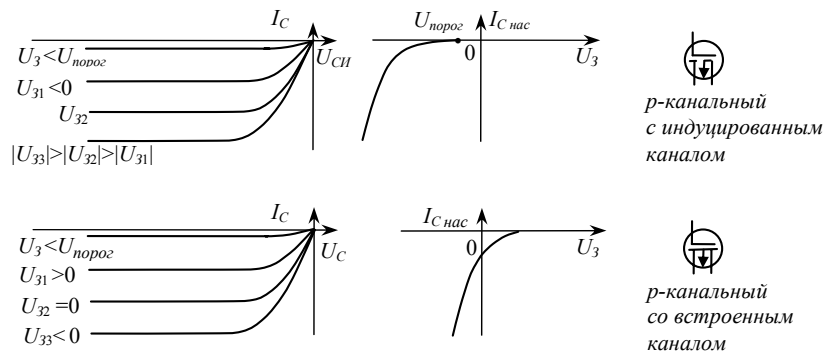


Рис. 3.32. Вольтамперные характеристики и схемные обозначения ПТ.

Контрольные вопросы

1. Как поверхностный потенциал связан с изгибом энергетических зон, наличием и направлением электрического поля? Какими объективными физическими причинами обоснован выбор направления отсчёта поверхностного потенциала?
2. Какой физический смысл имеет каждое слагаемое соотношения (3.29) для порогового напряжения ПТ?
3. Охарактеризуйте особенности состояния сильной инверсии, которые позволяют воспользоваться упрощенной моделью при выводе ВАХ ПТ?
4. В чём различие моделей ПТ, из которых получены соотношения (3.31) и (3.33) для ВАХ ПТ?
5. Каковы особенности стоковой ВАХ в начале координат, в областях насыщения и пробоя.
6. Каков механизм влияния напряжения исток–подложка на параметры ПТ?
7. Какими физическими процессами ограничивается быстрое действие ПТ? Как они отражены в эквивалентной схеме ПТ?
8. Как и почему изменяются ток стока и пороговое напряжение при изменении температуры?

ПРИЛОЖЕНИЕ 3.1. Вариант обоснования величины ёмкости МОП-структуры.

Чтобы определить напряжение на окисле при наличии заряженной поверхности раздела воспользуемся подходом, основанным на иных физических свойствах МОП-структуры.

Если рассматривать МОП-структуру как плоский конденсатор, одна из обкладок которого является полупроводником, то плотность заряда металлического затвора будет равна: $Q_3 = C_{\text{МОП}} U_{\text{ОК}}$, где $C_{\text{МОП}}$ – удельная (на единицу площади раздела) полная ёмкость МОП-структуры. Но по условиям электрической нейтральности $Q_3^+ = Q_{\text{ПП-к}}^-$, поэтому $U_{\text{ОК}} = Q_3 / C_{\text{МОП}} = Q_{\text{ПП-к}} / C_{\text{МОП}}$.

Поскольку полная удельная ёмкость МОП-структуры определяется последовательным соединением ёмкости полупроводника и ёмкости окисла, её величина должна быть меньше меньшей из двух последовательно соединённых ёмкостей.

Ёмкость окисла определяется конструкцией ПТ, в частности, толщиной окисла, и не зависит от режима работы ПТ. Дифференциальная ёмкость полупроводника $C_{\text{ПП-к}} \equiv \frac{dQ_{\text{ПП-к}}}{d\phi_s}$ изменяется

при изменении напряжения на структуре. Зависимость относительной величины полной ёмкости идеальной МДП-структуры от приложенного напряжения приведена на рис. 3.17 [Зи I].

При отрицательных напряжениях в режиме аккумуляции дырок у границы раздела $\text{SiO}_2\text{-Si}$ ёмкость полупроводника существенно больше ёмкости окисла, поэтому $C_{\text{МОП}} \rightarrow C_{\text{ОК}}$. При положительных напряжениях $U \leq U_{\text{порог}}$ в режиме обеднения полная ёмкость МДП-структуры уменьшается, потому что обеднённая область, образующаяся в приповерхностном слое полупроводника, действует как дополнительный слой диэлектрика. В режиме инверсии, а тем более – сильной инверсии, полная ёмкость, пройдя минимум, резко возрастает. Это вызвано тем, что в полупроводнике у границы раздела с диэлектриком образуется электронный инверсионный слой, заряд (концентрация СНЗ) которого экспоненциально зависит от напряжения (т.е. “круто” управляет

ся), а толщина его существенно меньше толщины диэлектрика. Поэтому $C_{ПП-к} \gg C_{ОК}$, и опять $C_{МОП} \rightarrow C_{ОК}$. Таким образом, как в режиме аккумуляции, так и в режиме сильной инверсии ёмкость окисла оказывается существенно меньшей из двух последовательно соединённых ёмкостей. Поэтому $C_{МОП} \approx C_{ОК}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3.2 Вывод соотношения (3.33).

Воспользовавшись соотношением (3.27) и раскрывая соотношение (3.25), получим:

$$\begin{aligned} Q_n(y) &= \left[(U_3 - U_{ПЗ}) - (2\varphi_B + \varphi_y) \right] C_{ОК} - \\ & \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{ПП-к}qN_A(2\varphi_B + \varphi_y)} \equiv \\ & \equiv (A - x)C_{ОК} - \sqrt{Bx}, \end{aligned}$$

где $A = U_3 - U_{ПЗ}$, $x = 2\varphi_B + \varphi_y$, $B = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{ПП-к}qN_A}$. Тогда

$$\text{аналогично (3.31) имеем: } I_C = \frac{\mu_S b C_{ОК}}{l} \int_{\varphi_B=0}^{\varphi_C} Q_n(y) d\varphi_y =$$

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_S b C_{ОК}}{l} \int_{2\varphi_B}^{2\varphi_B + \varphi_C} \left[(A - x)C_{ОК} - \sqrt{Bx} \right] dx = \\ & = \frac{b}{l} \mu_S C_{ОК} \left[(U_3 - U_{ПЗ}) - 2\varphi_B - \frac{1}{2}U_{СИ} \right] U_{СИ} - \\ & - \frac{b}{l} \mu_S C_{ОК} \left\{ -\frac{2}{3} \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{ПП-к}qN_A}}{C_{ОК}} \left[(U_{СИ} + 2\varphi_B)^{3/2} - (2\varphi_B)^{3/2} \right] \right\}. \end{aligned}$$