

СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ α -Si : H

Греков Е. В.

Рассчитываются статические характеристики тонкопленочного полевого транзистора на основе аморфного гидрогенизированного кремния (α -Si : H). Распределение плотности локализованных состояний в области хвоста зоны проводимости в α -Si : H принимается в виде экспоненты с последующим линейным изменением. Получены аналитические выражения для характеристик, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

Введение. Интерес к тонкопленочным полевым транзисторам (ТПТ) на основе аморфного гидрогенизированного кремния (α -Si : H) связан с их практическим применением в плоских жидкокристаллических экранах большой площади, логических цепях и датчиках изображения [1]. Для отработки технологии изготовления необходимо понимание физики работы ТПТ. При этом очень полезными оказываются простые аналитические выражения для характеристик, позволяющие проследить влияние параметров α -Si : H на свойства транзистора. Теоретическому рассмотрению ТПТ на основе α -Si : H посвящено довольно много работ (см., например, [2-5]). Показано, что характеристики транзистора существенным образом зависят от плотности локализованных состояний (ПЛС) в α -Si : H. В большинстве из имеющихся работ ПЛС в α -Si : H выше уровня Ферми аппроксимируется в виде одной или двух экспонент от энергии. Мы рассмотрим более сложную форму распределения ПЛС в области хвоста зоны проводимости, представляющую собой резкий рост ПЛС с последующим плавным изменением до края подвижности. Такая форма ПЛС в области хвоста предложена на основании измерений эффекта поля [6-8] и непосредственно подтверждается анализом токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), измеренных при разных температурах [9]. Для указанной формы ПЛС будут получены характеристики ТПТ в аналитическом виде, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. Расчет характеристик

Мы рассмотрим n -канальный ТПТ, для которого важны локализованные состояния в щели подвижности выше равновесного уровня Ферми E_F . На рис. 1 схематически изображено распределение ПЛС $g(E)$ в указанной области энергий [6-8]. Локализованные состояния выше E_F являются акцептороподобными [3]. Их можно разделить на глубокие, имеющие вид широкого пика, и мелкие в хвосте зоны проводимости. Плотность глубоких состояний, которую обозначим $g_1(E)$, изменяется с энергией плавно по сравнению с $\exp(E/kT)$. В области хвоста ПЛС сначала резко возрастает, а затем изменяется относительно слабо вплоть до края подвижности E_c . Аппроксимируем распределение ПЛС в хвосте в виде $g_2(E) = g_1 \exp[(E - E_i)/kT]$ при $E \ll E_c$ и $g_2(E)$ (линейная функция от E при $E_i < E < E_c$), где E_i — некая характерная энергия. Для характерной температуры T_i обычно принимают значения, близкие к комнатной температуре или меньше ее [3]. Анализ измерений ТОПЗ при разных температурах пока-

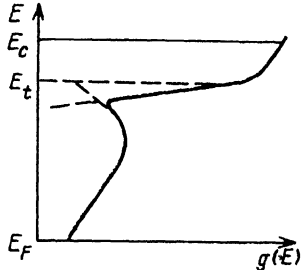


Рис. 1. Схематическое распределение плотности локализованных состояний $g(E)$ по энергии в $a\text{-Si:H}$ выше равновесного уровня Ферми E_F .

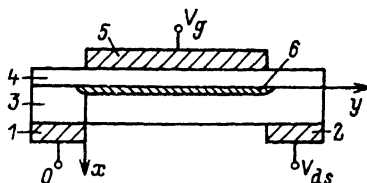


Рис. 2. Схема тонкопленочного полевого транзистора на основе $a\text{-Si:H}$.

1 — исток, 2 — сток, 3 — $a\text{-Si:H}$, 4 — изолятор, 5 — затвор, 6 — канал.

зывает, что T_i меньше комнатной температуры [9]. Возможно, величина T_i зависит от условий приготовления $a\text{-Si:H}$. Как будет показано далее, величину $E_c - E_t$ можно определить по энергии активации полевой подвижности в открытом состоянии ТПТ. Для различных пленок $E_c - E_t$ оказывается в интервале от 0.07 до 0.2 эВ [10, 11].

На рис. 2 изображена схема ТПТ на основе $a\text{-Si:H}$. При приложении положительного напряжения к затвору у границы раздела $a\text{-Si:H}$ —изолятор образуются обогащенный слой и проводящий канал. При этом большая часть индуцированного заряда находится на локализованных состояниях, которые играют чрезвычайно важную роль в работе транзистора. Исключение составляют очень высокие напряжения на затворе, при которых заряд свободных электронов превышает заряд на локализованных состояниях [4], однако мы не будем рассматривать такие напряжения. Будем полагать распределение ПЛС в слое $a\text{-Si:H}$ однородным по толщине. Мы рассмотрим ТПТ с достаточно толстой пленкой $a\text{-Si:H}$, такой что толщина слоя объемного заряда меньше толщины пленки. Плотность быстрых поверхностных состояний будем считать малой по сравнению с ПЛС в объеме.

Распределение потенциала V в слое объемного заряда описывается уравнением Пуассона

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(V)}{\epsilon}. \quad (1)$$

Здесь ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника; $\rho(V) = -q[N_{\text{loc}}(V) + n(V)]$ — плотность объемного заряда, где q — элементарный заряд; $N_{\text{loc}}(V)$ — концентрация электронов на локализованных состояниях выше равновесного уровня Ферми; $n(V)$ — концентрация свободных электронов. В рассматриваемом нами случае

$$n(V) = N_c \exp\left(\frac{-E_{cF} + qV}{kT}\right), \quad (2)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $E_{cF} = E_c - E_F$ в объеме, где полагаем $V = 0$, k — постоянная Больцмана, T — температура. Для принятого обозначения уровень энергии E_F в слое объемного заряда смещается вместе с изгибом зон, т. е. $E_c - E_F$ не зависит от V вблизи поверхности. Далее,

$$N_{\text{loc}}(V) = \int_{E_F}^{E_c} \frac{g(E) dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)}, \quad (3)$$

где мы пренебрегли фактором достаточности локализованных состояний, $g(E) = g_1(E) + g_2(E)$.

В рассматриваемом случае достаточно толстого слоя $a\text{-Si}:\text{H}$ для решения уравнения Пуассона (1), воспользуемся граничными условиями $V(\infty) = 0$, $dV/dx|_{-\infty} = 0$. Представим $N_{\text{loc}}(V)$ в виде $N_{\text{loc}}(V) = N_d(V) + N_t(V)$, где $N_d(V)$ и $N_t(V)$ — концентрации электронов на глубоких состояниях и на состояниях в хвосте зоны проводимости соответственно. Интегрируя (1) с указанными граничными условиями, получаем выражение для полного индуцированного заряда на единицу поверхности

$$|Q_{\text{ind}}| = \{2\epsilon q \left[\int_0^{V_0} N_d(V) dV + \int_0^{V_0} \Lambda_t(V) dV + \int_0^{V_0} n(V) dV \right]\}^{1/2}, \quad (4)$$

где V_0 — поверхностный потенциал.

В приближении плавного канала ток исток—сток I представляется в виде [3]

$$I = \frac{q\mu_0 W}{L} \int_0^{V_{ds}} n_s(V_{\text{ch}}) dV_{\text{ch}}. \quad (5)$$

Здесь μ_0 — зонная подвижность электронов, W — ширина затвора, L — расстояние от истока до стока, n_s — поверхностная плотность свободных носителей в канале, V_{ch} — падение потенциала в канале вдоль оси y , отсчитанное от потенциала в точке $y=0$ (рис. 2). При этом потенциалом в канале будем считать потенциал на поверхности $a\text{-Si}:\text{H}$ —изолятор. Далее, V_{ds} — полное падение напряжения в канале вдоль оси y . Напряжение между стоком и истоком $V_{ds} = V_{ds} + I(R_s + R_d)$, где R_s и R_d — сопротивления истока и стока. Поверхностную плотность свободных носителей в канале запишем в виде [3]

$$n_s = n(V_0) d_{\text{eff}}, \quad (6)$$

где $d_{\text{eff}} = kT/qF(0)$ — эффективная толщина канала, $F(0) = |Q_{\text{ind}}|/\epsilon$ — поле на поверхности.

При любом u можно записать

$$|Q_{\text{ind}}(y)| = C_i V_{g1}(y), \quad (7)$$

$$V_{g1}(y) = V_g - V_0(0) - V_{FB} - V_{\text{ch}}(y) - IR_s,$$

где C_i — емкость изолятора на единицу поверхности, V_g — напряжение между затвором и истоком, $V_0(0)$ — поверхностный потенциал при $y=0$, V_{FB} — напряжение плоских зон. При реальных толщинах изолятора величиной $V_0(0)$ в последнем выражении можно пренебречь. В случае малых токов I будем пренебрегать также падением напряжения на истоке IR_s .

В [3] определяются два режима работы ТПТ. При достаточно малых V_g уровень Ферми в канале проходит в области глубоких локализованных состояний. Основная часть индуцированного заряда находится на глубоких состояниях, которые определяют работу транзистора в этом случае. Такой режим назван в [3] подпороговым. При больших V_g уровень Ферми в канале попадает в область хвоста зоны проводимости, где зависимость $g(E)$ более резкая. При этом проводимость канала гораздо выше, а индуцированный заряд зависит от V_g слабее. Такой режим назван в [3] надпороговым.

Рассмотрим важный с практической точки зрения надпороговый режим, в котором работу ТПТ определяют локализованные состояния в хвосте зоны про-

проводимости. Для рассматриваемого распределения ПЛС в области хвоста характеристики транзистора в указанном режиме существенно отличаются от полученных в других работах. Для вывода характеристик необходимо рассчитать интегралы в (4), подынтегральные выражения в которых определяются в (2), (3).

При $E_c - E_t \geq 2kT$ можно пренебречь концентрацией свободных носителей в (1) и (4). В случае экспоненциальной зависимости $g(E)$ в качестве нижнего предела интегрирования в (3) можно положить $-\infty$. Для принятой аппроксимации ПЛС в хвосте соответствующая часть интеграла (3) представляется в виде [5]

$$\int_{-\infty}^{E_t} \frac{g_t \exp\left(\frac{E - E_t}{kT_t}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)} dE = \frac{g_t \pi kT}{\sin(\pi T/T_t)} \exp\left(-\frac{E_{tF} - qV}{kT_t}\right) + g_t kT \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{T/T_t - (n+1)} \exp\left[-\frac{(n+1)(E_{tF} - qV)}{kT}\right]. \quad (8)$$

Здесь $E_{tF} = E_t - E_F$. В случае, если характерная температура распределения $T_t > T$, главным членом в правой части (8) является первый. При этом основная часть заряда находится на состояниях ниже уровня Ферми. Если $T_t < T$, главным является второй член [член $n=0$ в сумме (8)]. В этом случае $g(E)$ растет быстрее, чем $\exp(E/kT)$, и основная часть заряда находится выше уровня Ферми на состояниях в окрестности E_t .

Положим характерную температуру распределения состояний в хвосте зоны проводимости $T_t < T$. Сохраняя в (8) лишь второй главный член, получаем

$$N_t(V) = \int_{E_F}^{E_t} \frac{g_2(E) dE}{E_F 1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)} + \int_{E_t}^{E_c} \frac{g_2(E) dE}{E_t 1 + \exp\left(\frac{E - E_F - qV}{kT}\right)} \approx g_t' kT \exp\left(-\frac{E_{tF} - qV}{kT}\right), \quad (9)$$

где $g_t' = g_t (1 - T_t/T)^{-1}$. Отсюда легко получить второй интеграл в (4)

$\mathcal{J}_2 = \int_0^{V_0} N_t(V) dV$. Первый интеграл в (4) можно оценить следующим образом.

Плотность глубоких состояний $g_1(E)$ изменяется плавно по сравнению с $\exp(E/kT)$. В этом случае можно воспользоваться приближением нулевой температуры, в котором $N_d(V) = \int_0^V g_1(E_F + qV') q dV'$. При этом запишем

$$\mathcal{J}_1 = \int_0^{V_0} N_d(V) dV = (V_0 - \bar{V}_0) N_d(V_0),$$

где

$$\bar{V}_0 = \int_0^{V_0} V g_1(E_F + qV) q dV \left(\int_0^{V_0} g_1(E_F + qV) q dV \right)^{-1}.$$

При достаточно малой плотности глубоких состояний и достаточно большом изгибе зон qV_0 выполняется условие

$$\mathcal{J}_1(V_0) \ll \mathcal{J}_2(V_0). \quad (10)$$

При этом основная часть индуцированного заряда находится в состояниях в хвосте. Следует отметить, что в случае распределения глубоких состояний в виде пика условие (10) удовлетворяется в гораздо более широком интервале параметров, чем в случае экспоненциально нарастающей $g_1(E)$, как это принимается в [3, 4]. При выполнении (10) из (4), (9) получаем

$$|Q_{\text{ind}}| = (2\epsilon g_1')^{1/2} kT \exp\left(-\frac{E_{it} - qV_0}{2kT}\right). \quad (11)$$

При не слишком больших V_{ds} поверхностный потенциал V_0 достаточно велик во всем канале, и (10) выполняется при любом u . Пользуясь (7), (11), выражаем V_0 через V_{ch} . Подставляя полученное выражение в (2), (6), а затем в (5) и интегрируя, находим характеристику транзистора в надпороговом режиме

$$I = \frac{W\mu_{FE}}{2L} C_i [(V_g - V_{FB} - IR_s)^2 - (V_g - V_{FB} - V_{ds}' - IR_s)^2], \quad (12)$$

где введена полевая подвижность

$$\mu_{FE} = \mu_0 \frac{N_c}{2g_1' kT} \exp\left(-\frac{E_{ct}}{kT}\right). \quad (13)$$

При $V_{ds} \ll V_g - V_{FB}$ (12) упрощается. В этом случае получаем линейную часть характеристики

$$I \approx \frac{W\mu_{FE}}{L} C_i (V_g - V_{FB} - IR_s) V_{ds}'. \quad (14)$$

При малых R_s можно пренебречь падением напряжения на истоке IR_s по сравнению с $V_g - V_{FB}$.

При достаточно больших V_{ds} ток исток—сток достигает насыщения. Часть канала у истока при этом оказывается в надпороговом режиме, а часть канала у стока — в подпороговом. Обозначим через V_0^* минимальный поверхностный потенциал, при котором выполняется условие (10). Интегрирование вдоль канала в (5) разобьем на два участка. На первом, начинающемся у истока, поверхностный потенциал изменяется от $V_0(0)$ до V_0^* . В этой части канала поверхностный изгиб зон соответствует надпороговому режиму и справедливо выражение (11). На втором участке изгиб зон соответствует промежуточному и подпороговому режиму. При достаточно больших V_g основной вклад в интеграл (5) дает первый участок. При этом получаем ток насыщения транзистора

$$I_{\text{sat}} = \frac{W\mu_{FE}}{2L} C_i (V_g - V_{FB} - I_{\text{sat}} R_s)^2. \quad (15)$$

При малых R_s можно пренебречь падением напряжения на истоке $I_{\text{sat}} R_s$. В этом случае $\sqrt{I_{\text{sat}}}$ линейно зависит от V_g .

Для случая $T_i > T$ можно получить характеристики транзистора в надпороговом режиме, если заряд на глубоких состояниях мал по сравнению с зарядом на состояниях в хвосте, а главный вклад в $N_t(V)$ дают состояния ниже E_t [первый интеграл в (9)]. Отметим, что последнее условие существенно сужает интервалы применимости получаемых выражений. Вывод проводится аналогично проделанному выше. При этом в (8) сохраняем лишь первый главный член. В результате получаем

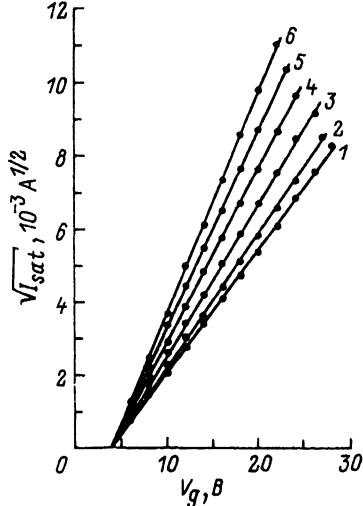


Рис. 3. Квадратный корень тока насыщения ТПТ в зависимости от напряжения на затворе при различных температурах.

$T, \text{ K: } 1 - 292, 2 - 303, 3 - 322, 4 - 345, 5 - 370, 6 - 400$ [10].

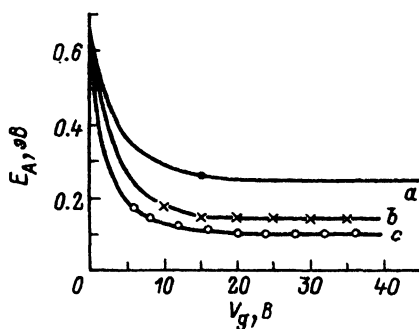


Рис. 4. Зависимость энергии активации тока исток—сток от напряжения на затворе для трех различных транзисторов.

a — ранний транзистор без n^+ -контактов; b — промежуточная стадия оптимизации; c — оптимизированный транзистор [10].

$$I = \frac{q\mu_0 WT}{2LT_t} f(T, T_t) \exp\left(-\frac{E_{ct}}{kT}\right) C_i^{\frac{2T_t}{T}-1} [(V_g - V_{FB} - IR_s)^{2T_t/T} - (V_g - V_{FB} - V_{ds} - IR_s)^{2T_t/T}], \quad (16)$$

$$f(T, T_t) = N_c \frac{\epsilon kT}{q} \left(\frac{\sin(\pi T/T_t)}{2\pi\epsilon k^2 T T_t g_t}\right)^{T_t/T}$$

При $V_{ds} \ll V_g - V_{FB}$ (16) упрощается:

$$I \approx \frac{q\mu_0 W}{L} f(T, T_t) \exp\left(-\frac{E_{ct}}{kT}\right) [C_i (V_g - V_{FB} - IR_s)]^{\frac{2T_t}{T}-1} V_{ds}^2. \quad (17)$$

Подпороговый режим работы ТПТ подробно рассмотрен в [3] для экспоненциального распределения плотности глубоких состояний.

2. Обсуждение результатов

Полученные характеристики ТПТ в надпороговом режиме (12)—(15) имеют ряд характерных особенностей. Как следует из (15), при достаточно малом сопротивлении истока $\sqrt{I_{sat}}$ линейно зависит от напряжения на затворе V_g . Полевая подвижность (13) имеет активационную зависимость от температуры, причем энергия активации не зависит от V_g . Выражения (12)—(15) справедливы для рассмотренной формы распределения ПЛС (рис. 1). При этом существенно, что в области хвоста зоны проводимости $g(E)$ сначала резко возрастает [быстрее, чем $\exp(E/kT)$], а затем изменяется сравнительно слабо. Кроме того, необходимо, чтобы плотность глубоких состояний была относительно мала. Проведем сравнение полученных характеристик с экспериментальными результатами.

На рис. 3 приведены зависимости $\sqrt{I_{sat}}$ от V_g , измеренные при различных температурах [10]. Ток насыщения I_{sat} определялся как ток при соединенных

друг с другом затворе и стоке. При всех температурах экспериментальные точки очень хорошо ложатся на прямые, что подтверждает справедливость (15). Хорошо спрямляемая характеристика в координатах $\sqrt{I_{sat}}$ от V_g приведена также в [5].

В работе [10] полевая подвижность μ_{FE} определялась двумя способами. В первом способе μ_{FE} находилась из линейного участка характеристики путем сравнения с формулой, аналогичной (14) (без учета R_s и R_d). Во втором способе μ_{FE} определялась из сравнения тока насыщения с выражением, аналогичным (15). При этом использованные выражения [подобные (14), (15)] записаны в [10] без вывода по аналогии с полевым транзистором на основе кристаллического Si и соответственно без выражения (13) для μ_{FE} . Полевая подвижность μ_{FE} определенная этими двумя способами, совпадает с точностью до 10%. Температурная зависимость μ_{FE} имеет четко выраженный активационный характер. Экспериментальные точки на графике $\lg \mu_{FE}$ от T^{-1} хорошо ложатся на прямые линии. Энергия активации для образца, представленного на рис. 3, равна 0.11 эВ. На рис. 4 изображена зависимость энергии активации E_A тока исток—сток от V_g для трех различных транзисторов [10]. При достаточно больших V_g E_A не зависит от V_g . Таким образом, полученные формулы (12)—(15) хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это подтверждает справедливость принятого распределения ПЛС в a -Si : H. Другим независимым подтверждением такого характера распределения ПЛС служит анализ ТОПЗ, измеренных при различных температурах [9].

Энергия активации полевой подвижности в соответствии с (13) служит мерой ширины полосы локализованных состояний E_{cl} ниже края подвижности. Очевидно, чем меньше E_{cl} , тем больше ток транзистора в открытом состоянии. Следует отметить, что в a -Si : H уровень Ферми E_F и край подвижности E_c зависят от температуры [12]. С достаточной степенью точности эта зависимость линейная. При этом энергия активации полевой подвижности дает значение E_{cl} , экстраполированное к $T = 0$.

В работе [11] приведены несколько отличные результаты измерений характеристик ТПТ. Зависимости $\sqrt{I_{sat}}$ от V_g , измеренные при разных T , отклоняются от прямых, особенно при $V_g \leq 10$ В. При $10 \leq V_g < 30$ В они спрямляются достаточно хорошо. Наблюдается также некоторая зависимость энергии активации тока исток—сток от V_g даже при больших V_g (до 30 В) в отличие от данных [10], представленных на рис. 4. Такие результаты могут быть связаны с тем, что у использованных в [11] пленок a -Si : H характерная температура распределения ПЛС в хвосте $T_c > T$. В этом случае, как можно видеть из (16), должно наблюдаться отклонение зависимости $\sqrt{I_{sat}} - V_g$ от прямой, а также появляться зависимость энергии активации от V_g . В принципе a -Si : H, получаемый при различных условиях, может иметь разные T_c : как меньше, так и больше T . Указанные отклонения могут быть также вызваны влиянием распределенных по энергии поверхностных состояний на границе a -Si : H—изолятор либо достаточно высокой плотностью глубоких состояний с широким распределением по энергии.

В заключение выражаю благодарность О. Г. Сухорукову за обсуждение работы и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Le Comber P. G. // J. Non-Cryst. Sol. 1989. V. 115. P. 1—13.
- [2] Kishida S., Naruke Y., Uchida Y., Matsumura M. // Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22. N 3. P. 511—517.
- [3] Shur M., Hack M. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. N 10. P. 3831—3842.
- [4] Shur M., Hyun C., Hack M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2488—2497.
- [5] Leroux T. // Sol. St. Electron. 1986. V. 29. N 1. P. 47—58.
- [6] Spear W. E., Le Comber P. G. // J. Non-Cryst. Sol. 1972. V. 8-10. P. 727—738.
- [7] Madan A., Le Comber P. G., Spear W. E. // J. Non-Cryst. Sol. 1976. V. 20. P. 239—257.
- [8] Spear W. E., Le Comber P. G. // Phil. Mag. 1976. V. 33. N 6. P. 935—949.

- [9] Греков Е. В., Сухоруков О. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 735—737.
- [10] Mackenzie K. D., Snell A. J., French I., Le Comber P. G., Spear W. E. // Appl. Phys. A 1983. V. 31. N 1. P. 87—92.
- [11] Lustig N., Kanicki J // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 3951—3957.
- [12] Djamdji F., Le Comber P. G // Phil. Mag. 1987. V. 56 N 1. P. 31—50.

Научно-исследовательский институт материаловедения
Москва

Получена 12.11.1991
Принята к печати 11.02.1992