

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА УПРАВЛЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОМ ЧЕРЕЗ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩУЮ ПОДЛОЖКУ В ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМАХ НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Гергель В. А., Лукьянченко А. И., Соляков А. Н.,
Ильичев Э. А., Полторацкий Э. А.

Известно, что в GaAs интегральных схемах ИС на полуизолирующей подложке (ПП), компенсированной хромом, наблюдается существенное уменьшение тока транзистора j_D при подаче на соседнюю n -область (рис. 1) отрицатель-

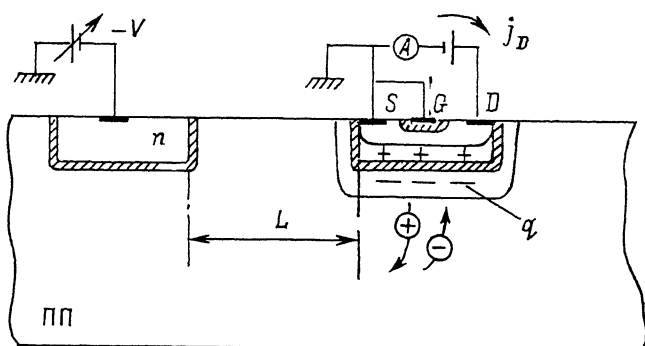


Рис. 1. Схема исследования эффекта УЧПП.

Заштрихованы области пространственного заряда, не связанные с эффектом.

ного напряжения, величина которого V больше некоторого порогового значения V_i (рис. 2). Этот эффект управления транзистором через ПП (УЧПП) или backgating в значительной степени влияет на работоспособность ИС, поэтому

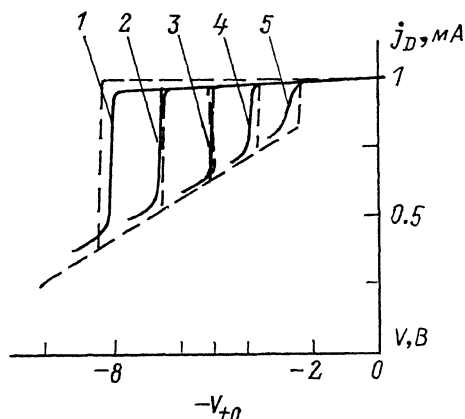


Рис. 2. Зависимости тока транзистора от напряжения на управляющей n -области при различных температурах.

T , К: 1 — 333, 2 — 313, 3 — 293, 4 — 273, 5 — 253. Штрихами обозначены теоретические кривые.

в настоящее время он всесторонне исследуется [1-6]. Эффект УЧПП обусловлен возникновением отрицательного заряда q на центрах хрома в ПП под каналом транзистора, что приводит к отсечке канала со стороны ПП и уменьшению тока транзистора (рис. 1).

В этой работе на основании модели эффекта УЧПП, предложенной в работе [6], мы опишем экспериментально наблюдаемое увеличение порогового напряжения V_i с ростом температуры T (рис. 2) [1-2] и покажем, что из тем-

температурной зависимости $V_t(T)$ можно определить параметр компенсации ПП $(N - N_d)/N_d$, где N и N_d — концентрации хрома и мелких доноров соответственно, $N > N_d$.

Поясним кратко причину возникновения отрицательного заряда q под каналом транзистора, являющимся n -контактом к ПП, в который при $V > 0$ втекают электроны из ПП (рис. 1). Центры хрома обмениваются электронами с зоной проводимости и дырками с валентной зоной полупроводника. Образование заряда q под транзистором способствует генерации дырок, так как дырки, оказавшись в свободном состоянии, выносятся полем в глубь ПП. Генерация электронов с центров хрома препятствует росту заряда q , поэтому заряд будет малым, пока преобладает обмен электронами, т. е. пока темп генерации электронов $W_n N_d$ превышает темп генерации дырок $W_p(E)(N - N_d)$, здесь W_n и $W_p(E)$ — скорости термических эмиссий электронов и дырок соответственно. Темп генерации дырок растет с полем E (в объеме ПП $E = V/l$, l — эффективная длина, на которой падает напряжение). Эффект Пулла—Френкеля приводит к следующей зависимости:

$$W_p(E) = W_{p0} \exp \left[\frac{T_0}{T} \left(\frac{E}{E_{PF}} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где $E_{PF} = T_0^2 \varepsilon_0 / e$ — характерное поле, при комнатной температуре $T_0 = 25$ мэВ $E_{PF} = 4 \cdot 10^3$ В/см; ε_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника; e — единичный заряд; $W_{p0} = W_p(0)$. Генерация электронов считается независимой от поля, так как после эмиссии электрона центр хрома становится электронейтральным. Приравняв темпы генераций электронов и дырок, с учетом выражения (1) получим основную характеристику эффекта УЧПП — величину критического поля:

$$E_c = E_{PF} \left[\frac{T}{T_0} \ln \left(\frac{W_n}{W_{p0}} \frac{N_d}{N - N_d} \right) \right]^2. \quad (2)$$

Когда величина управляющего напряжения приблизится к пороговому значению $V_t = \gamma l E_c$, возникает неустойчивый процесс роста отрицательного заряда q , так как влияние генерации электронов становится относительно малым (коэффициент γ учитывает, что неустойчивость начинается при $E < E_c$). В свою очередь приращение заряда q , увеличивая поле, приводит к дальнейшему росту скорости эмиссии дырок $W_p(E)$ под транзистором. По окончании этого процесса поле в ПП под транзистором

$$E_q = \frac{V}{l} \left[1 + \xi \exp \left(\frac{T_0}{T} \sqrt{\frac{V}{l E_{PF}}} - \frac{T_0}{T} \sqrt{\frac{E_c}{E_{PF}}} \right) \right] \quad (3)$$

увеличивается примерно в $\xi = \mu_p / C_p \varepsilon_0 \geq 100$ раз, от $E_q \sim E_c$ до $E_q \sim \xi E_c$ (μ_p — подвижность дырок, C_p — коэффициент захвата дырок на центры хрома) [6]. Из-за большой величины параметра ≥ 100 даже при сравнительно малом поле в объеме ПП $\sim 10^3$ В/см поле под каналом транзистора при $V = V_t$ возрастает до величины, равной скорости отсечки канала $en \Delta x / \varepsilon_0 \sim 10^5$ В/см, где n — концентрация электронов в канале, а Δx — его толщина.

Чтобы найти температурную зависимость $V_t(T) = \gamma l E_c(T)$, рассмотрим сначала отношение скоростей эмиссий W_n / W_{p0} в выражении (2):

$$\frac{W_n}{W_{p0}} = \frac{N_c C_n(T)}{N_v C_p} \exp \left(- \frac{2\varepsilon_n - \varepsilon_o}{T} \right), \quad (4)$$

где N_c и N_v — плотности состояний в зонах проводимости и валентной соответственно, $\varepsilon_g = 1.44$ эВ — ширина запрещенной зоны, $\varepsilon_n = 0.64$ эВ — расстояние от уровня хрома до дна зоны проводимости [5], $C_n(T)$ — коэффициент захвата электронов на центры хрома. В окрестности комнатной температуры $T \geq T_0$ величина $C_n(T)$ растет с температурой по активационному закону $C_n(T) = C_{n0} \exp[-\varepsilon_c(T_0/T - 1)/T_0]$ с энергией активации $\varepsilon_c = 0.2$ эВ [5], здесь $C_{n0} = C_n(T_0)$. Таким образом, выражение (4) можно представить в виде $W_n / W_{p0} =$

$=F_0 \exp [-\Delta\varepsilon (T_0/T-1)/T_0]$, где $\Delta\varepsilon = 2\varepsilon_n + \varepsilon_c - \varepsilon_g = 0.04$ эВ — энергия активации отношения скоростей эмиссий W_n/W_{p0} , а F_0 есть W_n/W_{p0} при $T=T_0$. Подставив выражение для W_n/W_{p0} в формулу (2), находим зависимость, описывающую рост величины порогового напряжения с увеличением температуры:

$$V_t = V_{t0} \left[1 + \frac{T-T_0}{T_0} \left(1 + \frac{\Delta\varepsilon}{T_0} \ln^{-1} \frac{N_d F_0}{N-N_d} \right) \right]^2, \quad (5)$$

где $V_{t0} = V_t(T_0)$ есть величина порогового напряжения при $T=T_0$.

Из выражения (5) видно, что относительное изменение порогового напряжения V_t/V_{t0} не зависит от длины γl , которая точно не определена из-за неоднородности структуры (рис. 1). Это позволяет из температурной зависимости $V_t(T)$ (5) получить формулу для параметра компенсации ПП. Продифференцировав выражение (5) по температуре в точке $T=T_0$, найдем

$$\frac{N-N_d}{N_d} = F_0 \exp \left[-\frac{\Delta\varepsilon}{T_0} \left(\frac{1}{2} \frac{T_0}{V_{t0}} \frac{\partial V_t}{\partial T} - 1 \right)^{-1} \right]. \quad (6)$$

Например, из экспериментальных зависимостей на рис. 2 вычисляем значение $T_0 \partial V_t / \partial T V_{t0} = 3.5$ и подставляем его в выражение (6), из которого при $F_0 = 30$ [5] и $\Delta\varepsilon = 0.04$ эВ находим для данного образца $(N-N_d)/N_d \approx 4$, т. е. концентрация хрома \sim в 5 раз превышает концентрацию мелких доноров.

Заметим, что в полученных здесь формулах (5) и (6) температура T_0 может быть произвольной, при которой выполняется условие $N_d F_0 / (N-N_d) > 1$ (т. е. $V_{t0} > 0$), при этом значения $\Delta\varepsilon$ и F_0 должны соответствовать температуре T_0 . При температуре ниже комнатной наблюдается уменьшение энергии ε_c [5], в результате чего могут стать отрицательными значения $\Delta\varepsilon$ и производной $\partial V_t / \partial T$, что наблюдалось экспериментально в работе [2].

Обсудим вопрос о точности определения параметра компенсации ПП по формуле (6). На результат сильно влияет коэффициент $1/2$, стоящий перед измеряемой величиной $T_0 \partial V_t / \partial T V_{t0}$ и равный показателю степени, с которым поле E входит в формулу (1), отражающую закон Пулла—Френкеля. Под влиянием сложного потенциального микрорельефа и туннелирования в реальном образце показатель степени α у поля E^α может увеличиваться; $\alpha > 1/2$. Часто в экспериментах расстояние от исследуемого транзистора до управляющего электрода не превышает линейных размеров транзистора. В этом случае поле под каналом транзистора может суперлинейно расти с напряжением $E \sim V^\beta$, где $\beta > 1$ вследствие нелинейности, возникающей на краю транзистора, когда поле здесь становится $\sim E_c$ (в отличие от использованной выше линейной зависимости $E=V/l$). В результате вместо коэффициента $1/2$ в формуле (6) должен быть коэффициент $\alpha\beta > 1/2$, а в выражении (5) — показатель степени $1/\alpha\beta < 2$.

Важной характеристикой эффекта УЧПП является зависимость величины V_t от расстояния L между транзистором и управляющей n -областью (рис. 1). Обычно отмечается, что если $V_t=0$, то оно практически не зависит от L , в то время как при повышенной температуре, когда $V_t > 0$, наблюдается естественный рост V_t с ростом L [1]. Этот факт имеет простое объяснение в рамках модели УЧПП [6]. При $N_d W_n / W_{p0} (N-N_d) < 0$ величина критического поля (2) равна нулю ($E_c=0$), поэтому сколь угодно малое поле в ПП приводит к образованию существенного заряда под каналом транзистора и росту поля E_q согласно формуле (3).

Экспериментальные кривые, представленные на рис. 2, измерялись при скорости изменения напряжения, равной 0.2 В/с, что позволяло получать характеристики, близкие к стационарным. Выбран образец с наибольшей крутизной вблизи порогового напряжения, что по нашим представлениям соответствует наличию лишь одного глубокого уровня в ПП и согласуется с моделью УЧПП [6]. Канал транзистора толщиной $\Delta x = 0.1$ мкм и концентрацией электронов $n = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ изготавливался имплантацией ионов селена. Теоретические кривые на рис. 2 строились с учетом того, что при $V < V_t$ поле под каналом транзистора $E_q \sim V/l$ мало и практически не влияет на толщину канала и ток j_D .

При $V > V_t$ поле E_q описывается выражением (3), при этом толщина проводящей части канала уменьшается на $\delta x = E_q \varepsilon \varepsilon_0 / en$, а ток уменьшается в меру $\delta x / \Delta x$ [6]. Чтобы достигнуть совпадения теоретических кривых с экспериментальными, в выражение для E_q (3) подставлялись величины $\xi = 200$, $l = L = 25$ мкм, при этом коэффициент $\gamma = 0.15$.

Список литературы

- [1] Inokuchi K., Tsunotani M., Ichioka T., Sano Y., Kaminishi K. // IEEE. 1987. V. CN 2506. N 4. P. 117—120.
- [2] Ogawa M. // Trans. IEICE. 1987. V. E 70. N 9. P. 847—856.
- [3] Хвелидзе Л. В., Хучуа Н. П. // ЗЭТ. 1987. № 9. С. 69—94.
- [4] Finchem E., Vetanen W., Odekirk B., Canfield P. // IEEE. 1988. V. CN 2599. N 9. P. 231—234.
- [5] Mitonneau A., Mircea A., Martin G., Pons D. // Phys. Rev. 1979. V. 14. N 10. P. 853—861.
- [6] Гергель В. А., Ильичев Э. А., Лукьянченко А. И., Полторацкий Э. А., Соляков А. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 12. С. 2111—2116.

Научно-исследовательский институт
физических проблем им. Ф. В. Лукина
Москва

Получено 12.05.1991
Принято к печати 17.05.1991

ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МЕЖУРОВНЕВУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Иванов Ю. Л., Шик А. Я.

Важным параметром, определяющим неравновесные эффекты в двумерных электронных системах, является время межуровневой (межподзонной) релаксации τ_{12} , т. е. время, за которое неравновесный носитель перейдет с возбужденного уровня на основной уровень размерного квантования за счет какого-либо безызлучательного неупругого процесса. Важнейшие механизмы межуровневой релаксации и соответствующие им τ_{12} обсуждались в [1]. Для не слишком узких квантовых ям, где межуровневое расстояние Δ меньше энергии оптического фонона, при малой концентрации примесей и самих неравновесных носителей (когда мала роль межуровневых оже-процессов) межуровневая релаксация осуществляется в основном за счет акустических фононов. Для этого случая τ_{12} легко вычисляется. Для деформационного электрон-фононного взаимодействия соответствующая формула была получена еще 25 лет назад [2]:

$$\tau_{12}^{-1} = 4.3 \frac{m \Xi^2}{\rho s \hbar^2 a^2}. \quad (1)$$

Здесь Ξ — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, s — скорость звука, a — ширина квантовой ямы. Легко показать, что для пьезоэлектрического взаимодействия

$$\tau_{12}^{-1} = 0.06 \frac{m (e\beta)^2}{\rho s \hbar^2}, \quad (2)$$

где β — усредненный по направлениям пьезомодуль (см. [3]). В данной работе будет рассмотрено изменение τ_{12} под влиянием магнитного поля, квантующего движение двумерных носителей.

Потенциал электрон-фононного взаимодействия будем записывать в виде $\sum_q \sqrt{Cq^{\gamma}/V} \exp(iqr)$ (V — нормировочный объем), пригодном для описания как