

СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРНОГО ФОТОТРАНЗИСТОРА С ТОНКОЙ БАЗОЙ

Жук Б. В., Зленко А. А., Прохоров А. М., Разов Е. Н.,
Щербаков Е. А.

Рассмотрены свойства гетероструктурного фототранзистора (ГФТ) с тонкой базой (10–20 нм). Показано, что при работе такого ГФТ происходит локализация протекания тока вблизи освещенной области на приемной площадке ГФТ. Измерения отношения сигнал—шум показали, что ГФТ превосходит кремниевый лавинный фотодиод по величине отношения сигнал—шум на выходе.

В настоящее время работы по гетероструктурным фототранзисторам (ГФТ) ведутся в основном на соединениях $A^{III}B^V$ [¹⁻³]. При этом основным недостатком полученных ГФТ является невысокое быстродействие при больших коэффициентах усиления. Так, при коэффициентах усиления более 200–300 обычно временное разрешение составляет величину порядка 100 нс. Рассмотрим, какие причины ограничивают быстродействие ГФТ.

Пусть на ГФТ падает световой сигнал средней мощностью P_0 , промодулированный импульсами с пиковой мощностью $P_{св}$ ($P_{св} \ll P_0$). В этом случае обычно считается [³], что задний фронт импульсного отклика представляет собой экспоненту с характерным временем τ :

$$\tau = (C_e + C_k) \frac{d\varphi}{dJ} \alpha, \quad (1)$$

где $C_e + C_k$ — емкости эмиттерного и коллекторного переходов, $d\varphi/dJ$ — дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода, α — коэффициент усиления транзистора по току. При $\alpha \gg 1$ коэффициент усиления транзистора по току [⁴]

$$\alpha \approx v\tau_b/W, \quad (2)$$

где v — средняя скорость электронов в базе, τ_b — время жизни электронов в базе, W — толщина базы.

Следует отметить, что формула (1) имеет ограниченную область применимости. Согласно (1) и (2),

$$\tau = (C_e + C_k) \frac{d\varphi}{dJ} \frac{v\tau_b}{W}. \quad (3)$$

При этом легко можно показать, что всегда должно выполняться неравенство

$$\tau > \tau_b. \quad (4)$$

Величина τ_b есть среднее по толщине базы время жизни неосновных носителей (электронов) в материале базы. Она зависит от многих параметров: уровня легирования базы, свойств гетерограницы, наличия безызлучательных каналов рекомбинации.

Рассмотрим, каковы требования на τ_b для получения в ГФТ большого коэффициента усиления. Если база (как в [¹⁻³]) имеет толщину 0.3–1 мкм, то движение электронов в базе подчиняется диффузионному механизму, и $\alpha = D\tau_b/W^2$ (D — коэффициент диффузии). Для получения $\alpha \sim 300$ –1000 при

$D=20 \div 30$ см²/с и при $W=0.3 \div 1$ мкм должна быть более $10^{-7} \div 10^{-8}$ с. При $W \leq 10 \div 20$ нм пролет электронов через базу будет происходить баллистическим образом и скорость пролета близка к предельному значению дрейфовой скорости для электронов $v \sim 10^7$ см/с, и, согласно (2), для получения $\alpha \sim 100 \div 1000$ достаточно иметь $\tau_s \sim 10^{-10} \div 10^{-11}$ с. В то же время, если учесть (4), оказывается, что для ГФТ с достаточно толстой базой ($0.3 \div 1$ мкм) временное разрешение при большом коэффициенте усиления не может быть лучше 10^{-7} с независимо от других параметров ГФТ.

По-видимому, примером ограничений за счет величины τ_s на работу ГФТ являются данные работы [2, 3]. В работах [2, 3] были использованы идентичные структуры InGaAs—InP с толщиной базы 1 мкм и $\alpha \sim 300 \div 500$. В работе [2] площадь ГФТ составляла $\sim 10^{-4}$ см², а в работе [3] $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ см². В то же время в [2, 3] измеренная величина τ составляла 100 нс, хотя, согласно формуле (1), быстродействие должно было улучшиться в [3] за счет уменьшения величины $(C_s + C_x)$ по крайней мере на порядок.

Таким образом, необходимым, но, безусловно, недостаточным [5] требованием

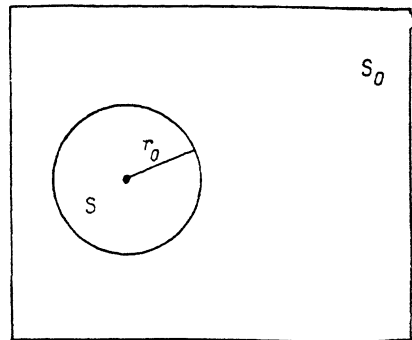


Рис. 1. Схема освещения ГФТ.

для получения высокого быстродействия ГФТ с большим коэффициентом усиления является наличие в ГФТ тонкой базы ($\leq 100 \div 200$ Å) с большим уровнем легирования. При таких толщинах уровень легирования базы должен быть более $10^{18} \div 10^{19}$ см⁻³ для предотвращения смыкания обедненной области эмиттерного и коллекторного переходов. Наличие тонкой базы в ГФТ приводит к появлению новых полезных свойств такого прибора, связанных с конечным поверхностным сопротивлением базового слоя.

Предположим, что площадь ГФТ равна S_0 (рис. 1) и освещается только его часть, обозначенная на рис. 1 S . Избыточные дырки могут растекаться вдоль базового слоя по всей площади, и вся структура действует как единое целое, плотность тока эмиттер—коллектор одинакова для всей структуры. Это справедливо, если считать сопротивление базового слоя равным нулю. Однако если сопротивление базы конечно и ее удельное поверхностное сопротивление равно ρ_6 (Ом/□), то при растекании избыточных дырок по базе должна возникнуть разность потенциалов в базовом слое между освещаемой площадкой и неосвещенной областью прибора за счет омического сопротивления базового слоя. Величиной потенциала базового слоя определяется плотность тока эмиттер—коллектор, поэтому модуляция потенциала базового слоя по поверхности ГФТ приведет к модуляции плотности тока в ГФТ.

Предположим, что площадка S имеет форму круга $S \ll S_0$, тогда распределение потенциала $\varphi(r)$ и соответственно тока $J(r)$ на площадке S_0 можно найти вне области S из решения уравнения

$$\varphi(r) = \alpha^{-1} \left[R_{r_0-r} \int_r^\infty J(x) 2\pi x dx + \int_{r_0}^r J(x) R_{x-r_0} 2\pi x dx \right], \quad (5)$$

где $R_{x-y} = \rho_6 \int_y^x (2\pi \xi)^{-1} d\xi$ — сопротивление кольца с внешним радиусом x и внутренним y . Решение уравнения (5) в общем виде получить в аналитической форме невозможно для освещенного пятна круглой формы. Можно лишь получить оценку снизу для величины ρ_6 , при которой область протекания тока локализована вблизи освещенного пятна. В том случае, если край освещенной области представляет собой прямую линию, решение уравнения в неосвещен-

ной области можно получить точно. Такое решение будет достаточно хорошо отражать реальную ситуацию для круглого пятна при $r < 1.5r_0$.

Предположим, что край освещенной области есть прямая и плотность тока эмиттер—коллектор в освещенной области вблизи границы равна J_0 .

Распределение потенциала $\varphi(r)$ и соответственно $J(r)$ зависит от вида вольт-амперной характеристики перехода эмиттер—база.

а) Если $J = J_1 \exp(-q\varphi/mkT)$ и считать, что при $x = \infty$ $J = 0$, зависимость плотности тока эмиттер—коллектор от расстояния x до края освещенной площадки будет иметь вид

$$J(x) = J_0 [(\rho_0 J_0 q / amkT)^{1/2} x + 1]^{-1/2}. \quad (6)$$

б) Если на переходе эмиттер—база реализуется режим тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), т. е. эмиттер является двухслойным с нелегированным слоем толщиной L вблизи гетерограницы, то вольт-амперная характеристика эмиттерного перехода имеет вид

$$J = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 n_n}{L^3} \frac{9}{8} \varphi^2 = A \varphi^2$$

(u_n — подвижность электронов в слое объемного заряда, ε — диэлектрическая проницаемость материала эмиттера). В результате

$$J(x) = J_0 \left[\left(\frac{AJ_0 \rho_0^2}{9a^2} \right)^{1/4} \frac{x}{2} + 1 \right]^{-4}. \quad (7)$$

в) При $J = 2v_n \varepsilon \varepsilon_0 \varphi / L^2$ (режим насыщения ТОПЗ)

$$J(x) = J_0 \exp \left[- \left(\frac{\rho_0 2v_n \varepsilon \varepsilon_0}{L^2 a} \right)^{1/2} x \right], \quad (8)$$

где v_n — скорость насыщения электронов в материале эмиттера.

Оценим характерные масштабы, при которых происходит существенное уменьшение плотности тока в неосвещенной области. Пусть $\alpha = 100$, $J_0 = 100$ А/см², $\varepsilon = 10$, $\rho_0 = 10^5$ Ом/□, $v_n = 10^7$ см/с, $u_n = 1000$ см²/В·с, $L = 10^{-4}$ см. Тогда, согласно (6)—(8), $J \sim 1/3 J_0$ при x , см: 10^{-3} (а), $1.1 \cdot 10^{-3}$ (б), $0.7 \cdot 10^{-3}$ (в). Из этих оценок видно, что при реальных параметрах конструкции ГФТ растекание тока за пределы освещенной площадки слабо зависит от вида ВАХ перехода эмиттер—база и в основном определяется поверхностным сопротивлением слоя базы. Причем значения ρ_0 , использованные для оценок при толщинах базы $10 \div 20$ нм, являются достаточно реальными. Так, при $\rho_0 = 10^5$ Ом/□ величина удельного сопротивления материала базы составляет ~ 0.1 Ом·см, что вполне реально для сильно легированных полупроводников p -типа.

Локализация протекания тока вблизи освещенной площадки приводит к тому, что, вообще говоря, быстродействие ГФТ при заданной средней мощности света, падающего на ГФТ, зависит уже не от общей площади ГФТ, а от площади освещенной площадки.

Быстродействие ГФТ в случае слабого растекания тока за пределы освещенной площадки можно определить по формуле (1), считая, что C_s и C_k являются емкостями эмиттерного и коллекторного переходов с площадью, равной площади освещенной площадки. Остальная площадка ГФТ работает как емкость, подключенная параллельно ГФТ. Временное разрешение ГФТ будет определяться большей из двух величин: временем τ , определяемым по формуле (1), и временем $\tau_1 = R_n C_0$ (R_n — сопротивление нагрузки, $C_0 = C_{\kappa 0} / C_{\kappa 0} + C_{\kappa 0}$ — емкость неосвещенной части ГФТ площадью S_0).

Такой режим работы ГФТ был реализован нами на гетероструктуре ZnSe—GaAs, полученной МОС гидридным способом без газа-носителя [6]. Рост ZnSe на GaAs осуществлялся при температуре $350 \div 370$ °С. В качестве подложки использовался GaAs n -типа с концентрацией носителей $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, на эту подложку был нанесен слой GaAs толщиной 5 мкм n -типа ($n = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³). Путем обработки такой структуры в парах цинка на поверхности GaAs создавался слой p -типа толщиной $10 \div 20$ нм с концентрацией носителей 10^{20} см⁻³. Далее на GaAs наращивался слой ZnSe толщиной $1 \div 2$ мкм. Концентрация

носителей в этом слое была менее $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, и последний слой ZnSe толщиной 1 мкм имел уровень легирования $5 \cdot 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и удельное сопротивление около $10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Из такой гетероструктуры изготавливались ГФТ площадью

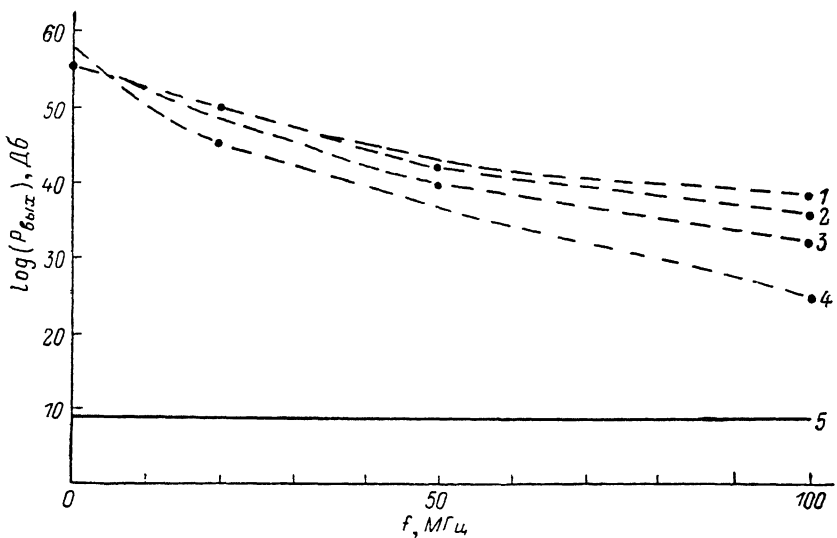


Рис. 2. Амплитудно-частотные характеристики ГФТ.

Диаметр светового пятна, мкм: 1 — 10, 2 — 30, 3 — 40, 4 — 70; 5 — отклик ЛФД-2 с чувствительностью 5 А/Вт для того же оптического сигнала.

$2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Измерение быстродействия ГФТ проводилось с помощью полупроводникового лазера на основе GaAlAs с длиной волны генерации 0.84 мкм. Излучение лазера вводилось в одномодовое волокно с диаметром жилы $5 \div 7$ мкм. Диаметр моды 8 мкм. Выходной торец волокна подводился к приемной площадке волокна, и снималась амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) системы полупроводниковый лазер—приемник. Напряжение питания на ГФТ $10 \div 15 \text{ В}$. Постоянная световая мощность P_0 , падающая на ГФТ от полупроводникового лазера, $1 \div 10 \text{ мкВт}$. Мощность переменного светового сигнала $P_{св}$ была много меньше P_0 . В качестве нагрузки использовалось согласованное сопротивление величиной 50 Ом. Для калибровки снималась АЧХ системы полупро-

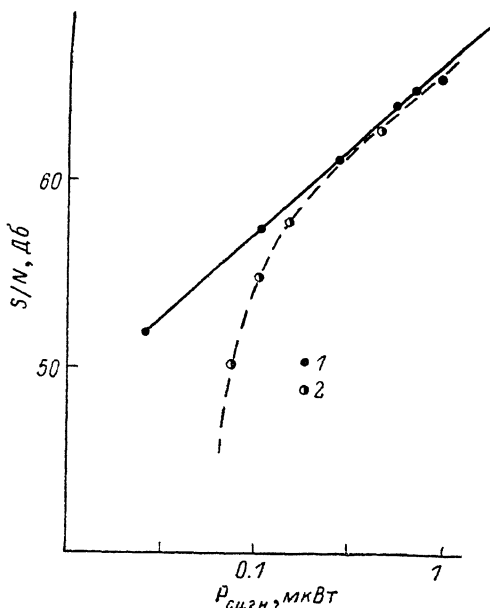


Рис. 3. Зависимость отношения сигнал—шум для ГФТ (1) и для кремниевго ЛФД (2) в зависимости от мощности сигнала.

водниковый лазер—лавинный фотодиод (ЛФД-2). Чувствительность ЛФД составляла 5 А/Вт. На рис. 2 показаны АЧХ ГФТ при средней мощности $P_0 = 3 \text{ мкВт}$ и различных диаметрах светового пятна на приемной площадке ГФТ. Из этих кривых видно, что быстродействие ГФТ действительно улучшается при уменьшении диаметра освещенного пятна на приемной площадке ГФТ. При этом ограничение на временное разрешение за счет неосвещенной

части ГФТ может появиться лишь при частотах $\sim 10^9$ Гц, так как для использованной нами конструкции ГФТ $C_{\text{я0}} \sim C_{\text{к0}} = 10$ пФ и соответственно $C_0 \sim 5$ пФ. В результате $\tau_1 = 2.5 \cdot 10^{-10}$ с. Из АЧХ видно, что чувствительность ГФТ на низких частотах < 5 МГц составляет 600 А/Вт, а при частоте 100 МГц — 200 А/Вт при диаметре пятна света $8 \div 30$ мкм и средней мощности света 3 мкВт. Согласно рис. 2, АЧХ практически не меняется при изменении диаметра пятна света от 8 до 30 мкм. Это свидетельствует о том, что расстояние, на которое происходит растекание тока за пределы освещенной площадки, не превышает 10^{-3} см и соответственно $\rho_6 \sim 10^5$ Ом/□.

Следует отметить, что практически важной характеристикой приемника является, вообще говоря, не чувствительность, а отношение сигнал—шум на выходе приемника при заданной мощности полезного сигнала. Большой коэффициент усиления описанного ГФТ при малых темновых токах ($10 \div 20$ мкА при $S_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ см²) позволяет реализовать высокое отношение сигнал—шум на выходе. Схема измерения отношения сигнал—шум на выходе ГФТ аналогична схеме, приведенной в работе [7]. В качестве сигнала использовалось излучение полупроводникового лазера ($\lambda = 0.84$ мкм), промодулированное с частотой 70 МГц. Измерение шума проводилось в полосе 2 МГц. На рис. 3 приведена зависимость отношения сигнал—шум от мощности светового сигнала для кремниевого лавинного фотодиода, работающего в оптимальном режиме (чувствительность ~ 15 А/Вт), и для ГФТ. При этом площадь пятна света на приемной площадке ГФТ составляла величину $10^{-5} \div 10^{-6}$ см², а постоянная световая мощность, падающая на эту площадку, ~ 5 мкВт.

Как видно из рис. 3, в измеренном диапазоне мощностей переменного сигнала ГФТ превосходит кремниевый ЛФД по отношению сигнал—шум на выходе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Scavennec A., Ankri D., Besombes C. et al. — Electron. Lett., 1983, v. 19, N 8, p. 562—564.
- [2] Campbell J. C., Dentai A. G., Burrus C. A., Fergusson J. F. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 2, p. 264—268.
- [3] Campbell J. C., Burrus C. A. et al. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, N 9, p. 820—822.
- [4] Кремер Г. — ТИИЭР, 1982, т. 70, в. 1, с. 17—32.
- [5] Milano R. A., Darkus P. D., Stillman G. E. — IEEE Trans. Electron. Dev., 1982, v. ED-29, N 2, p. 266—271.
- [6] Жук Б. В., Зленко А. А. Применение МОС для получения неорганических покрытий и материалов / Под ред. Г. А. Разуваева. М., 1986. 256 с.
- [7] Беловолов М. И., Гурьянова А. И. и др. — Радиотехника, 1986, № 8, с. 25—27.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Получена 9.07.1987
Принята к печати 11.04.1988