

ЭМИССИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ InGaAs—InP—Ag

Мусатов А. Л., Израэльянц К. Р., Коротких В. Л.,
Филиппов С. Л., Руссу Е. В., Дякону И. И.

Приведены спектральные характеристики фотоэлектронной эмиссии, а также вольт-амперные и температурные характеристики темновой электронной эмиссии из изотипных гетероструктур *p*-типа с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag. Рассмотрены процесс снижения внешним напряжением потенциального барьера в зоне проводимости на гетерогранице таких структур, а также транспорт электронов через этот барьер при фотоэлектронной эмиссии из указанных структур. Показано, что темновая электронная эмиссия из гетероструктур InGaAs—InP—Ag определяется тепловой генерацией электронов в области пространственного заряда InGaAs вблизи гетерограницы.

Форма спектральных характеристик фотоэлектронной эмиссии из изотипных полупроводниковых структур *p*-типа с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag зависит от величины внешнего напряжения, приложенного к структуре [1]. Механизм такой фотоэмиссии поясним на энергетической схеме данной гетероструктуры, приведенной на рис. 1. Как видно из рисунка, в отсутствие внешнего напряжения (рис. 1, *a*) на границе между InGaAs и InP в зоне проводимости существует барьер $\varphi_c \approx E_p(\text{InP}) - E_g(\text{InGaAs}) \approx 0.6$ эВ, препятствующий переходу фотоэлектронов из InGaAs в InP. При $V=0$ фотоэмиссия определяется генерацией электронов в тонкой пленке серебра и в InP, а длинноволновая граница фотоэмиссии соответствует работе выхода пленки Ag, сниженной адсорбцией цезия и кислорода. Внешнее напряжение, приложенное к структуре, позволяет снять барьер на гетерогранице [1]. В результате фотоэлектроны, возбужденные в InGaAs, получают возможность перейти в InP и оттуда выйти в вакуум (рис. 1, *б*). Длинноволновая граница фотоэмиссии при этом будет соответствовать ширине запрещенной зоны InGaAs.

Настоящая работа посвящена исследованию процесса снижения внешним напряжением потенциального барьера в зоне проводимости гетероструктуры с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag, а также транспорту электронов через этот барьер в процессе фотоэлектронной эмиссии из таких гетероструктур. В работе приведены данные о механизме темновой электронной эмиссии из указанных структур.

1. М е т о д и к а э к с п е р и м е н т а

Исследования проводились на изотипных гетероструктурах *p*-типа InGaAs—InP, выращенных методом газовой эпитаксии на подложке InP (100). Ширина запрещенной зоны узкозонного полупроводника InGaAs при комнатной температуре составляла $E_g \approx 0.75$ эВ. Образцы помещались в сверхвысоковакуумную камеру ($P \sim 10^{-10}$ мм рт. ст.), где их поверхность очищалась прогревом. После этого на поверхность гетероструктур наносилась тонкая пленка серебра, толщина которой контролировалась кварцевым резонатором и составляла ~ 100 Å. Работа выхода серебра снижалась адсорбцией цезия и кислорода. Осве-

чение структуры проводилось через пленку серебра. Оптическая прозрачность пленки Ag на InP определялась вне области собственного поглощения InP при $\lambda \sim 1$ мкм и была равна ~ 50 %. При измерении эмиссионного тока контакт с пленкой серебра осуществлялся с помощью золотого шарика, расположенного на подвижном вводе. Второй омический контакт изготавливался на задней поверхности гетероструктуры. Эмиссионный ток измерялся в режиме насыщения. При этом на анод подавалось напряжение 100 В.

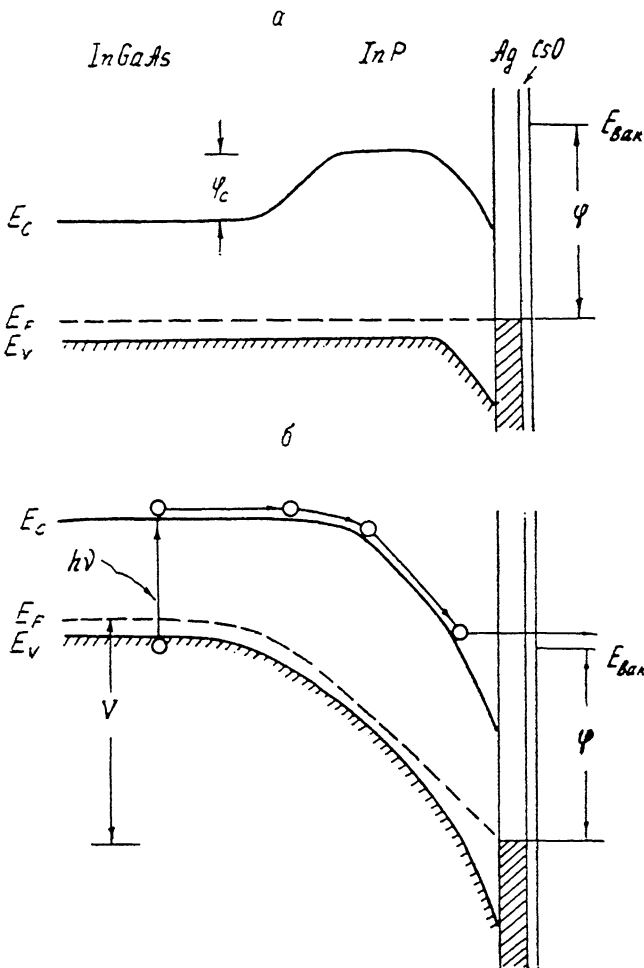


Рис. 1. Энергетическая схема изотипной гетероструктуры p -типа с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag.

φ — работа выхода, φ_c — барьер на гетерогранице. a — $V=0$, b — напряжение включено в обратном направлении. Стрелками показан процесс фотоэлектронной эмиссии.

2. Фотоэлектронная эмиссия из гетероструктур

Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии для одной из гетероструктур InGaAs—InP—Ag при комнатной температуре приведены на рис. 2 (в отн. ед). Фотоэлектронная эмиссия в отсутствие внешнего напряжения (кривая 1) связана с выходом фотоэлектронов из пленки серебра со сниженной работой выхода и из InP — сквозь пленку серебра [1]. При наложении на структуру внешнего напряжения в обратном направлении ($V=1$ В, плюс на Ag) появляется фотоэмиссия (кривая 2), связанная с генерацией фотоэлектронов в фосфиде индия и их разогревом в сильном электрическом поле [1-4]. Длинноволновая граница такой фотоэмиссии равна 0.95 мкм и соответствует ширине запрещенной зоны фосфида индия. При этом фотоэмиссия в длинноволновой области спектра ($\lambda > 0.95$ мкм) отсутствует. Это означает, что барьер в зоне

проводимости на гетерогранице не снят внешним напряжением и препятствует выходу в вакуум фотоэлектронов, возбужденных в InGaAs.

Фотоэлектронная эмиссия в области длин волн $\lambda > 0.95$ мкм, связанная с генерацией фотоэлектронов в InGaAs, появляется при наложении достаточно большого внешнего смещения (кривые 3—5, $V=2 \div 7$ В соответственно). Длинноволновая граница такой фотоэмиссии соответствует ширине запрещенной зоны InGaAs и равна 1.7 мкм. Выход в вакуум фотоэлектронов, возбужденных в InGaAs, означает, что барьер на гетерогранице резко уменьшен внешним напряжением. Величину барьера в зоне проводимости на гетерогранице при включении напряжения на гетероструктуру можно оценить по соотношению кванто-

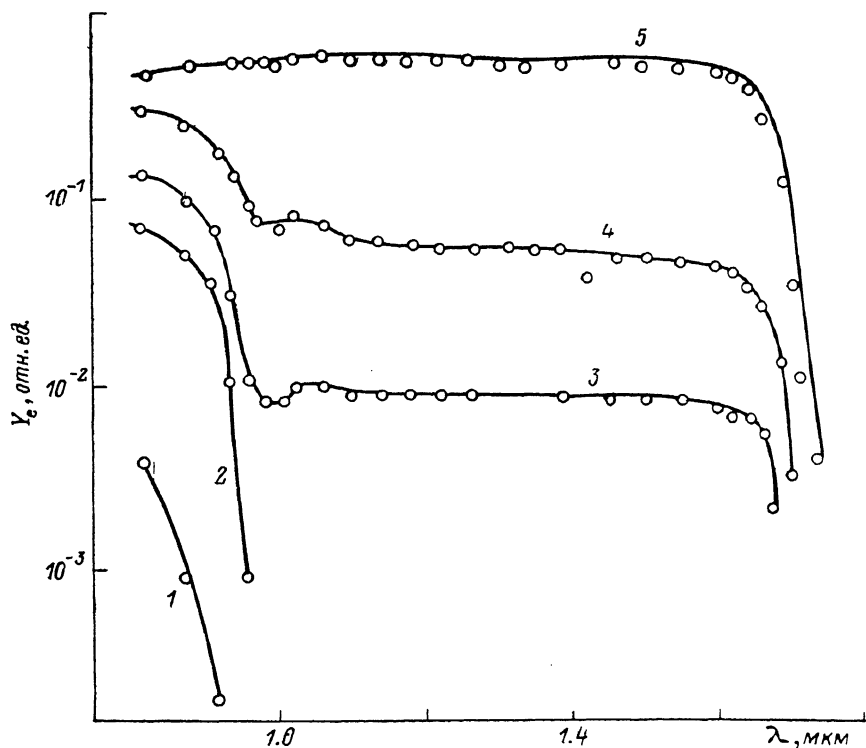


Рис. 2. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из гетероструктуры InGaAs—InP—Ag при комнатной температуре для различных значений напряжений на структуре.

V , В: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 7.

вого выхода фотоэмиссии, связанной с возбуждением фотоэлектронов в InGaAs ($\lambda > 1$ мкм) — Y_{InGaAs} , и в InP ($\lambda < 0.9$ мкм) — Y_{InP} . Если полагать, что коэффициент прохождения D фотоэлектронов через барьер из InGaAs в InP определяется только высотой барьера, т. е. пренебречь отражением и рекомбинацией фотоэлектронов на гетерогранице, то

$$D = \exp(-\varphi_c/kT). \quad (1)$$

Учитывая, что

$$Y_{\text{InGaAs}} = DY_{\text{InP}}, \quad (2)$$

получим

$$\varphi_c = -kT \ln(Y_{\text{InGaAs}}/Y_{\text{InP}}). \quad (3)$$

Из рис. 2 видно, что при $V=7$ В для данного образца $Y_{\text{InGaAs}}=Y_{\text{InP}}$. В соответствии с (1)—(3) получим, что при $V=7$ В $D=1$ и $\varphi_c < kT$.

Согласно [5], снижение барьера φ_c в зоне проводимости на гетерогранице при наложении на гетероструктуру внешнего смещения связано с проникновением в область гетероперехода электрического поля Шоттки контакта InP—Ag.

Следуя этой модели, мы рассчитали зависимость высоты барьера φ_c от внешнего напряжения. Для этого мы вначале провели расчет хода потенциала $\varphi(x, V)$ в гетероструктуре с барьером Шоттки при различных значениях внешнего

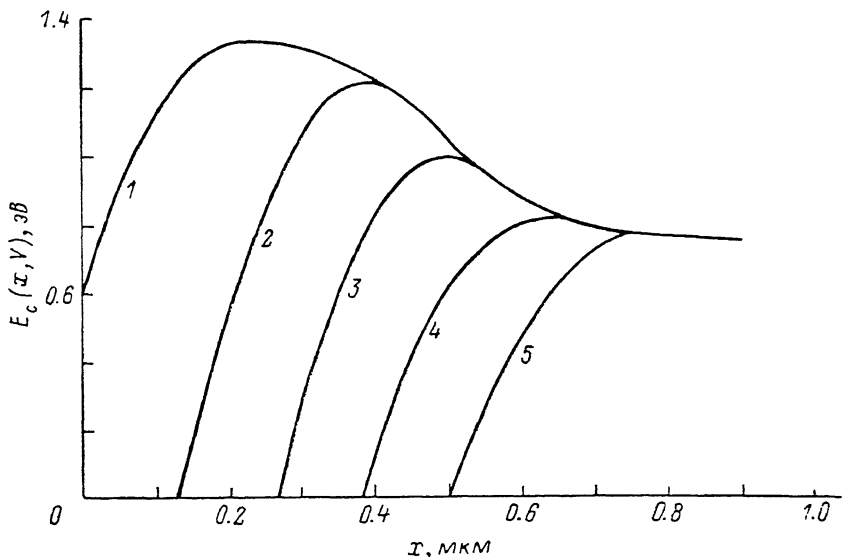


Рис. 3. Расчет хода дна зоны проводимости гетероструктуры с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag по толщине структуры для различных обратных напряжений. $V, В$: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 8.

напряжения. Для определения $\varphi(x, V)$ решались уравнения Пуассона, записанные раздельно для слоев InP толщиной d с концентрацией дырок p_1 и полубесконечного слоя InGaAs с концентрацией дырок p_2 . Граничные условия на гете-

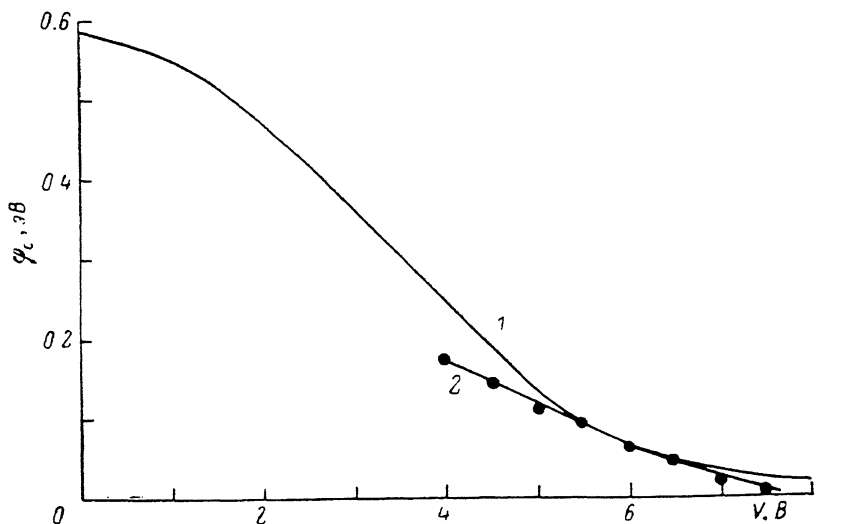


Рис. 4. Зависимость от напряжения на структуре высоты барьера в зоне проводимости на гетерогранице для гетероструктуры с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag. 1 — расчет, 2 — эксперимент.

рогранице соответствовали непрерывности потенциала и его производной. Определив ход потенциала в гетероструктуре $\varphi(x, V)$, мы рассчитали положение дна зоны проводимости $E_c(x, V)$ по формуле

$$E_c(x, V) = e\varphi(x, V) + E_g(\text{InGaAs}) + \frac{\Delta E_g}{2} \left[1 - \tanh \frac{2(x-d)}{d_1} \right]. \quad (4)$$

При этом предполагалось, что при $V=0$ зависимость энергии дна зоны проводимости внутри гетероперехода от координаты описывается гиперболическим тангенсом, толщина переходной области равна d_1 , а $\Delta E_g = E_g(\text{InP}) - E_g(\text{InGaAs}) = 0.6$ эВ.

Результаты расчета $E_c(x, V)$ на ЭВМ приведены на рис. 3 для структуры $\text{InGaAs}-\text{InP}-\text{Ag}$. Из рисунка видно, что потенциальный барьер на гетерогранице резко уменьшается с ростом напряжения на структуре. Зависимость $\varphi_c(V)$, определенная по результатам такого расчета, приведена на рис. 4 (кривая 1). На том же рисунке (кривая 2) приведена зависимость $\varphi_c(V)$, построенная из экспериментальных характеристик $Y_{\text{InGaAs}}(V)$ и $Y_{\text{InP}}(V)$ в соответствии с выражением (3) для образца с близкими параметрами. Из рис. 4 видно, что теоретическая и экспериментальная зависимости $\varphi_c(V)$ практически совпадают, что подтверждает рассматриваемую модель снижения барьера на гетерогранице и перехода электронов через барьер в процессе фотоэлектронной эмиссии в вакуум.

3. Темновая электронная эмиссия из гетероструктур

При включении на гетероструктуру $\text{InGaAs}-\text{InP}-\text{Ag}$ напряжения в обратном направлении (плюс на Ag) возникает не только фотоэлектронная, но и темновая электронная эмиссия. На рис. 5 приведена вольт-амперная характеристика темновой электронной эмиссии для одной из таких гетероструктур при комнатной температуре (кривая 1). Как видно из рисунка, величина темнового эмиссионного тока вначале резко увеличивается с ростом напряжения, но при $V > 3$ В начинает стремиться к насыщению.

Для гетероструктур с барьером Шоттки, в которых существуют области сильного электрического поля, можно указать два основных механизма темнового эмиссионного тока: диффузионный механизм, связанный с тепловой генерацией электронов, и полевой, определяющийся ударной ионизацией электронов горячими дырками или их генерацией за счет туннельного эффекта. Характерной особенностью диффузионной компоненты темнового тока является сильная температурная зависимость. Действительно, следуя [6], можно написать следующие выражения для плотности темнового эмиссионного тока при тепловой генерации электронов. При генерации электронов в InP

$$j_{te}(\text{InP}) = B \frac{e D_n n_i^2}{L_n p} = B \frac{e D_n}{L_n p} N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (5)$$

а при генерации электронов в InGaAs

$$j_{te}(\text{InGaAs}) = B \frac{e D_n n_i^2}{L_n p} D = B \frac{e D_n}{L_n p} N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \quad (6)$$

Здесь B — вероятность выхода электронов в вакуум из InP, e — заряд электрона, D_n и L_n — коэффициент диффузии и диффузионная длина электронов, n_i — собственная концентрация электронов, p — концентрация дырок, N_c и N_v — эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Как видно из (5) и (6), j_{te} экспоненциально падает с уменьшением температуры.

В отличие от этого для полевой генерации электронов характерна слабая температурная зависимость [7]. Поэтому для выяснения механизма темнового эмиссионного тока нами были проведены исследования температурной зависимости j_{te} . При проведении таких измерений мы определяли температуру гетероструктуры в процессе охлаждения образца от комнатной температуры до 180 К по увеличению ширины запрещенной зоны фосфида индия. При этом принималось, что $E_g(\text{InP})$ связана с температурой следующим выражением [8]:

$$E_g = 1.421 - 4.9 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T + 327}. \quad (7)$$

Измерение ширины запрещенной зоны InP определялось в свою очередь по сдвигу порога фотоздс, возникающей на барьере Шоттки InP—Ag. Температур-

ные зависимости темнового эмиссионного тока для одной из гетероструктур InGaAs—InP—Ag приведены на рис. 6 для двух значений внешнего напряжения. Как видно из рисунка, охлаждение приводит к резкому уменьшению темнового тока. При $T=200$ К темновой эмиссионный ток падает до $I_{te} \sim 10^{-11}$ А при сохранении величины квантового выхода фотоэмиссии. Сильная температурная зависимость темнового эмиссионного тока позволяет сделать вывод, что наблюдаемый эмиссионный ток определяется тепловой генерацией электронов. Оценка плотности темнового эмиссионного тока, проведенная в соответствии с формулами (5) и (6), показывает, что при тепловой генерации электронов

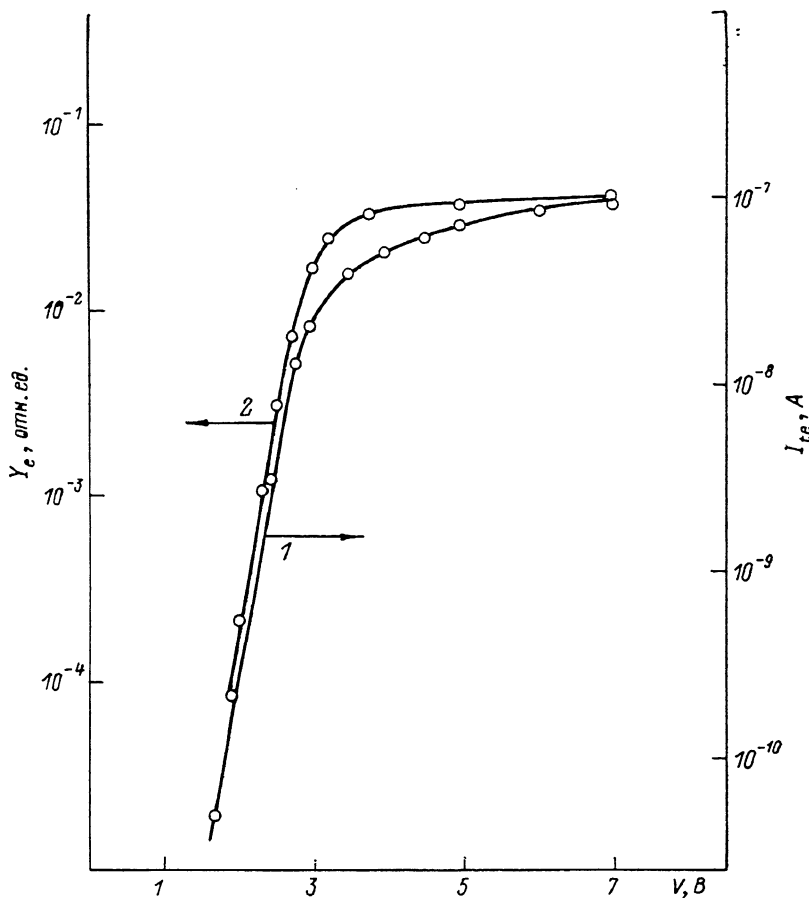


Рис. 5. Зависимости от напряжения темнового эмиссионного тока (1) и квантового выхода фотоэмиссии ($\lambda=1.6$ мкм) (2) из гетероструктуры с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag при комнатной температуре.

в InP плотность тока $j_{ie} \approx 10^{-17}$, а при тепловой генерации в InGaAs $j_{ie} = 2 \times 10^{-7}$ А/см². Величина плотности темнового эмиссионного тока, измеренной экспериментально (рис. 5) при комнатной температуре, равна $\approx 10^{-6}$ А/см² и практически совпадает с оценкой темнового тока при тепловой генерации в InGaAs. Такое совпадение указывает на то, что темновой эмиссионный ток связан с тепловой генерацией электронов в InGaAs.

Экспериментальные температурные характеристики темнового эмиссионного тока хорошо описываются зависимостью $j_{ie} \sim \exp(-C/kT)$, типичной для тепловой генерации электронов. Однако полученная из эксперимента величина C не равна ширине запрещенной зоны InGaAs [$E_g(\text{InGaAs})=0.75$ эВ], как следует из выражения (6), а значительно меньше ($C=0.4$ эВ). Такую величину в показателе экспоненты температурной зависимости эмиссионного тока можно

ожидать только в случае генерации электронов в области пространственного заряда (ОПЗ) в InGaAs на гетерогранице. Действительно, согласно [7], в этом случае генерационный ток в InGaAs равен

$$j_n = \frac{en_i W}{\tau_e}, \quad (8)$$

где W — ширина ОПЗ InGaAs, τ_e — эффективное время жизни носителей, а n_i — собственная концентрация носителей. Учитывая, что $n_i = \sqrt{N_c N_v} \times$

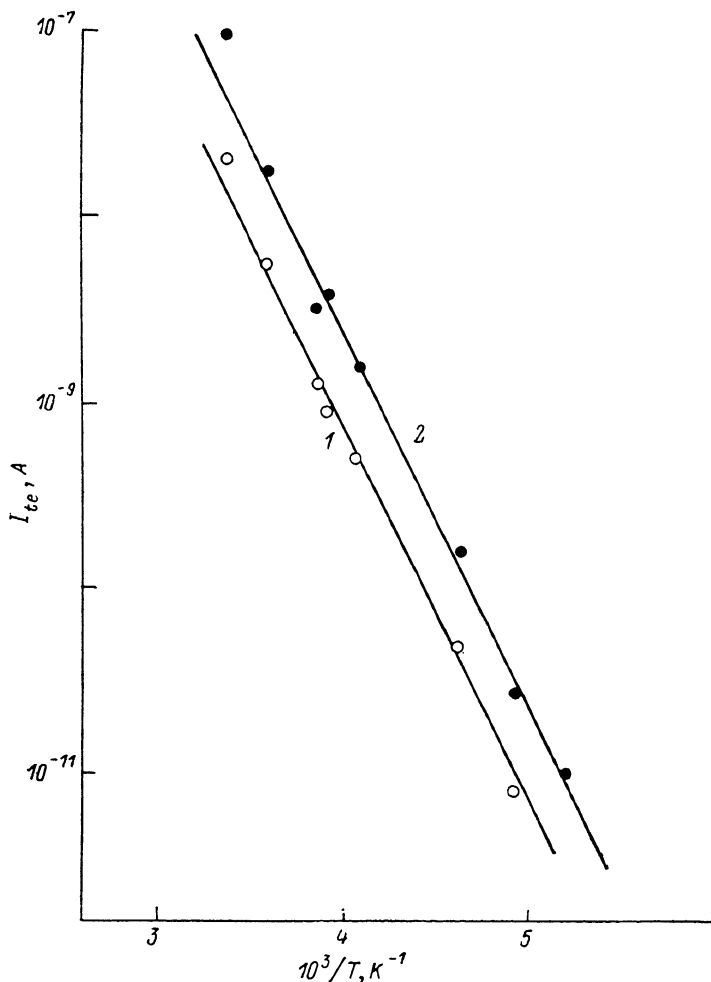


Рис. 6. Температурные зависимости темнового эмиссионного тока из гетероструктуры с барьером Шоттки InGaAs—InP—Ag.

V, B : 1 — 3, 2 — 7.

$\times \exp(-E_g/2kT)$, получим следующее выражение для эмиссионного тока в вакуум в случае генерации электронов в ОПЗ:

$$j_{te} \sim \frac{eW \sqrt{N_c N_v}}{\tau_e} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что в случае генерации электронов в ОПЗ InGaAs вблизи гетерограницы в показателе экспоненты стоит не E_g , как в (6), а $E_g/2$, которая для InGaAs равна 0.37 эВ. Это близко к величине C — числителю в показателе экспоненты в выражении для экспериментальной характеристики $j_{te}(V)$ ($C=0.4$ эВ). Такое совпадение позволяет сделать вывод, что в исследован-

ных образцах тепловая эмиссия из гетероструктур определяется генерацией электронов в ОПЗ InGaAs вблизи гетерограницы.

Проведенные эксперименты позволяют предложить следующую картину темновой электронной эмиссии из полупроводниковых гетероструктур с барьером Шоттки. Наиболее интенсивная тепловая генерация электронов в гетероструктуре происходит в ОПЗ InGaAs вблизи гетерограницы, причем сильное электрическое поле, по-видимому, облегчает такую генерацию. При наличии внешнего напряжения достаточной величины электроны переходят через барьер на гетерогранице, сниженный полем, разогреваются в сильном электрическом поле в InP и выходят в вакуум. Таким образом, механизм выхода в вакуум темновых электронов и фотоэлектронов одинаков. В таком случае вольт-амперные характеристики фотоэлектронной и темновой эмиссии должны иметь одинаковую форму. Эксперимент, проведенный нами, согласуется с этими представлениями. На рис. 5, кроме вольт-амперной характеристики темновой электронной эмиссии (кривая 1), приведена вольт-амперная характеристика фотоэлектронной эмиссии (кривая 2).¹ Эти две характеристики близки, что служит подтверждением модели темновой электронной эмиссии, предлагаемой в данной работе. Небольшое различие характеристик $Y_e(V)$ и $I_{ie}(V)$ при $V \geq 3$ В, по-видимому, связано со слабой полевой зависимостью скорости темновой генерации электронов в InGaAs.

Список литературы

- [1] Escher J. S., Bell R. L., Gregory P. E. et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. P. 1244—1250.
- [2] Maloney T. J., Burt M. G., Escher J. S. et al. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 2879—2883.
- [3] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Филиппов С. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. В. 8. С. 1549—1552.
- [4] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Филиппов С. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 994—999.
- [5] Gregory P. E., Escher J. S., Hyder S. B. et al. // J. Vac. Sci. Techn. 1978. V. 15. P. 1483—1487.
- [6] Bell R. L. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. P. 397—402.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М., 1984. 455 с.
- [8] Стрельченко С. С., Лебедев В. В. Соединения A_3B_5 . Справочник. М., 1984. 144 с.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получена 11.09.1989
Принята к печати 18.04.1990

¹ Фотоэмиссионные характеристики, приведенные на рис. 2 и 5, относятся к разным структурам, чем объясняется различие зависимостей $Y_e(V)$ на этих рисунках.