

Монополярное умножение горячих носителей заряда в полупроводниках $A^{III}B^V$ в сильном электрическом поле и бесшумные лавинные фотодиоды (Обзор)

© М.П. Михайлова, А.П. Дмитриев, И.А. Андреев, Э.В. Иванов[¶], Е.В. Куницына, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[¶] E-mail: Ed@mail.ioffe.ru

Поступил в Редакцию 10 июня 2021 г.

В окончательной редакции 25 июня 2021 г.

Принят к публикации 25 июня 2021 г.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований процессов ударной ионизации и разогрева носителей заряда в многодолинных полупроводниках $A^{III}B^V$ в сильном электрическом поле и обсуждена их связь с особенностями зонной структуры с учетом роли побочных L - и X -долин, сложной структуры валентной зоны, а также ориентационной зависимости коэффициентов ионизации. Предложен новый подход к выбору полупроводниковых материалов с большим отношением коэффициентов ионизации дырок и электронов для создания бесшумных лавинных фотодиодов за счет монополярного умножения горячих носителей заряда.

Ключевые слова: ударная ионизация, многодолинные полупроводники, зонная структура, монополярное умножение, лавинные фотодиоды.

DOI: 10.21883/FTP.2021.11.51552.9701

1. Введение

Процессы ударной ионизации в полупроводниках в течение многих лет являются предметом интенсивных исследований [1–6]. Это обусловлено не только важностью изучения фундаментальных физических явлений, связанных с разогревом носителей заряда в сильном электрическом поле [5–7], но и необходимостью создания целого ряда полупроводниковых приборов для систем волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), высокочастотной электроники, лазерной дальнометрии, коммуникации в свободном пространстве и др. [8–12]. Помимо этого, явление ударной ионизации может быть использовано для улучшения характеристик светоизлучающих структур и приборов на их основе (светодиодов, лазеров) с целью повышения квантовой эффективности и увеличения выходной оптической мощности [13].

Первые лавинные фотодетекторы, работающие в спектральном диапазоне 1.3–1.55 мкм, были созданы на основе Ge и Si и описаны в монографиях [7,8,14]. Однако потребность разработки лавинных фотодетекторов для ближней и средней областей инфракрасного (ИК) спектра 2–5 мкм привлекла внимание исследователей к полупроводниковым соединениям $A^{III}B^V$ (GaAs, InAs, InSb, GaSb, InP, AlSb) и их твердым растворам [15].

Лавинные фотодиоды (ЛФД) для систем ВОЛС и высокочастотного детектирования должны удовлетворять ряду важных требований: иметь высокое усиление, большое отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок, низкие темновые токи, высокое быстродействие

и низкий уровень избыточного шума [2–4,7,10–12]. Работы по созданию и совершенствованию таких приборов активно ведутся в течение последних двух десятилетий во многих научных центрах США, Великобритании, Франции, Германии, Японии, Китая, а также в России [8,14,15]. Среди этих работ значительное место занимают обширные экспериментальные и теоретические исследования сотрудников Физико-технического института (ФТИ) им. А.Ф. Иоффе [5,6,9,13,15–19].

Основным результатом этих работ явилось новое понимание фундаментальных физических процессов ударной ионизации и установление их связи с зонной структурой полупроводниковых материалов. Было показано преимущество использования зонных диаграмм многодолинных полупроводников $A^{III}B^V$ для создания малошумящих, практически бесшумных (noiseless) ЛФД, работающих в ближнем и среднем ИК диапазонах. Установлено, что для решения этой важной задачи необходимо использовать два физических эффекта — монополярное умножение носителей заряда и низкую пороговую энергию ионизации за счет явления „резонанса“ зон, т.е. близости значения ширины запрещенной зоны и величины спин-орбитального расщепления валентной зоны. Этот вывод был подтвержден большим количеством исследований и созданием макета ЛФД на основе твердых растворов GaInAsSb/GaAlAsSb с разделенными областями поглощения и умножения, который был испытан в оптоэлектронном приемном модуле, предназначенном для регистрации излучения импульсных лазеров.

В данном обзоре представлен новый подход к выбору материалов для разработки ЛФД с большим отношением коэффициентов ионизации и низким уровнем избыточных шумов.

2. Ударная ионизация в сильном электрическом поле

Процесс межзонной ударной ионизации и умножения носителей заряда, т.е. создания электронно-дырочных пар, обусловлен кулоновским взаимодействием электронов и определяется видом функции распределения горячих носителей в электрическом поле и величиной пороговой энергии ионизации [1,4,5,8]. Процесс, в котором ионизирующей частицей является горячий электрон из зоны проводимости, называется электронной ударной ионизацией. Если ионизация вызывается дыркой из валентной зоны или из спин-орбитально отщепленной зоны, мы говорим о дырочной ионизации. Коэффициент ударной ионизации определяется как обратная величина среднего расстояния, которое носитель заряда должен пройти вдоль электрического поля, чтобы создать электронно-дырочную пару. Ударную ионизацию обычно осуществляет носитель заряда, достигший пороговой энергии ионизации, ε_{ie} и ε_{ih} для электрона и дырки соответственно, величина которой зависит от ширины запрещенной зоны E_g и значений эффективных масс носителей заряда [8]. В случае двух параболических зон эта энергия для электронов определяется как

$$\varepsilon_{ie} = [1 + m_e/(m_e + m_h)]E_g, \quad (1)$$

а для тяжелых дырок она составляет

$$\varepsilon_{ih} = [1 + m_h/(m_e + m_h)]E_g, \quad (2)$$

где m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки соответственно. Если $m_e \ll m_h$, то значения пороговой энергии для электронов и дырок будут равны

$$\varepsilon_{ie} \approx E_g, \quad \varepsilon_{ih} \approx 2E_g. \quad (3)$$

В случае многодолинных полупроводников со сложной структурой валентной зоны с учетом спин-орбитально отщепленной зоны с энергией Δ для ионизации дыркой получим

$$\varepsilon_{ih} = [1 + m_{so}(1 - \Delta/E_g)/(2m_h - m_{so} + m_e)]E_g, \quad (4)$$

где m_{so} — эффективная масса дырки из спин-орбитально отщепленной зоны.

Рассмотрим связь основных характеристик лавинных фотодиодов с коэффициентами умножения. Лавинное умножение носителей заряда представляет собой процесс создания электронно-дырочных пар в электрическом поле, генерируемых за счет ударной ионизации горячими носителями. Коэффициенты умножения электронов, M_e , и дырок, M_h , определяются как отношение

тока, протекающего через ЛФД при наличии лавинного умножения, к величине тока в отсутствие лавины:

$$M_e = I_e(w)/I_e(0), \quad M_h = I_h(w)/I_h(0), \quad (5)$$

где w — ширина области объемного заряда. Обычно измерение коэффициентов умножения осуществляется при освещении p - n -перехода (с p - или n -стороны) сильно поглощаемым излучением, что позволяет определить величину фототока, умноженного неосновными носителями — электронами в p -области или дырками в n -области.

Соотношения между величинами коэффициентов умножения и коэффициентами ионизации электронов, α , и дырок, β , были выведены в работах [8,20]:

$$1 - 1/M_e = \int \alpha(x) \exp[-\int (\alpha - \beta) dx'] dx, \quad (6)$$

$$1 - 1/M_h = \int \beta(x) \exp[-\int (\alpha - \beta) dx'] dx. \quad (7)$$

Для резких p - n -переходов это приводит к полевой зависимости коэффициентов ионизации следующего вида:

$$\beta(E_m) = (1/M_e)(dM_h/dw), \quad (8)$$

$$\alpha(E_m) = \beta(E_m) + (d/dw)[\ln(M_e/M_h)], \quad (9)$$

где E_m — максимальная величина электрического поля в p - n -переходе.

Максимальное усиление, быстродействие, коэффициент умножения M и ширина полосы частот B , так же как и шумы ЛФД, сильно зависят от отношения коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha$. Статистические параметры процесса лавинного умножения были рассмотрены независимо в работах [11,12]. Было показано, что при движении носителей заряда в сильном электрическом поле, когда в процессе ударной ионизации принимают участие и электроны, и дырки, в лавине, состоящей из двух противоположно направленных потоков ионизирующих частиц, возникает положительная обратная связь, приводящая к росту флуктуаций тока и появлению избыточных шумов [10].

Величина шума в единичной полосе частот описывается соотношением

$$\langle i^2 \rangle = 2eI_{ph0} \langle M^2 \rangle F, \quad (10)$$

где I_{ph0} — инициирующий лавину фототок, F — коэффициент (фактор) избыточного шума, а скобки $\langle \rangle$ означают усреднение. Коэффициент избыточного шума — это мера деградации реального ЛФД по сравнению с идеальным бесшумным фотодиодом с монополярным умножением: $F(M) = \langle M^2 \rangle / \langle M \rangle^2$. Значение параметра F зависит от выбора материала фотоприемника, отношения коэффициентов ионизации и конструкции ЛФД.

Если лавинообразный процесс является детерминированным, т.е. каждый инжектируемый носитель заряда

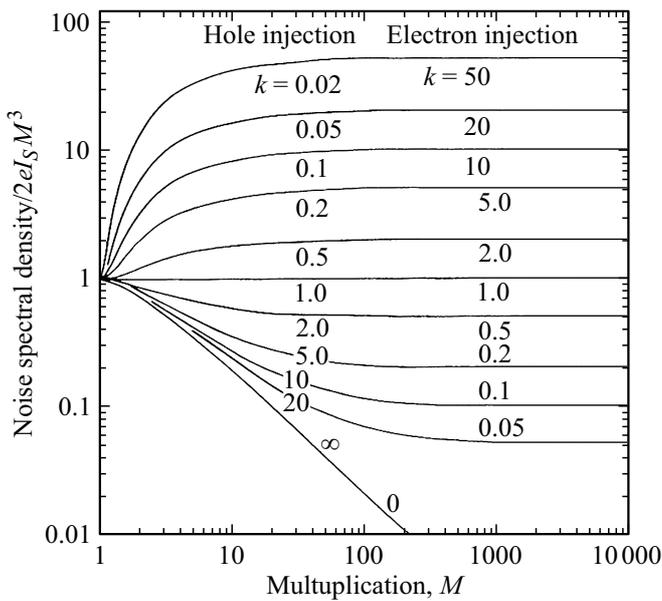


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности шума, нормированной на $2eI_s M^3$, где I_s — ток инжекции, от величины среднего коэффициента умножения M , рассчитанная для различных значений отношения коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha$ для случаев электронной или дырочной инжекции [12].

претерпевает то же самое умножение M , фактор избыточного шума равен единице ($F = 1$) и измеряемый шум ($\langle i^2 \rangle$) равен просто величине дробового шума. Отдельные носители заряда с разным усилением обладают средним коэффициентом умножения $\langle M \rangle$. В работе [21] Тагер показал, что в случае одинаковых коэффициентов ионизации спектральная плотность шума должна быть в среднем в M раз больше, чем в случае, когда один из них намного превышает другой. Если $\alpha = \beta$, возникает положительная обратная связь в лавине, которая многократно увеличивает флуктуации умножения и приводит к появлению избыточного шума. Поэтому одно из основных требований к ЛФД — это большая асимметрия коэффициентов ионизации носителей заряда.

В работе [12] McIntyre получил выражения, связывающие фактор избыточного шума и отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок $k = \beta/\alpha$:

$$F_e = M_e \{ 1 - (1 - k)[(M_e - 1)/M_e]^2 \} \quad (11)$$

— для электронной инжекции,

$$F_h = M_h \{ 1 - (1 - 1/k)[(M_h - 1)/M_h]^2 \} \quad (12)$$

— для дырочной инжекции.

На рис. 1 приведена зависимость спектральной плотности шума от величины среднего коэффициента умножения для различных значений отношения коэффициентов ионизации. Как видно из рисунка, наиболее низкий шум лавины достигается, если параметр k принимает очень большие либо очень малые значения при условии,

что лавина инициируется носителем заряда с наибольшим коэффициентом ионизации (т. е. $\alpha \gg \beta$ или $\beta \gg \alpha$).

Быстродействие лавинного процесса и произведение коэффициента умножения на ширину полосы, $M \times B$, зависит от времени пролета носителей через область объемного заряда $\tau_i = w/V_{dr}$ (где V_{dr} — дрейфовая скорость) и отношения коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha$:

$$M \times B = 1/\tau_i \approx 1/k(w/V_{dr}) \quad \text{при } k \ll 1. \quad (13)$$

3. Анизотропия коэффициентов ионизации электронов в многодолинных полупроводниках типа $GaAs$ и InP

В полупроводниках $A^{III}B^V$ типа $GaAs$, $GaSb$, InP и их твердых растворах зона проводимости сильно анизотропна (см. рис. 2) [22,23]. В частности, в направлении (111) в центральной Γ -долине вообще нет состояний с энергией порядка порога ударной ионизации $\epsilon_{ie} \approx E_g$. Помимо центральной Γ -долины в таких полупроводниках имеются побочные L - и X -долины, расположенные по энергии на Δ_L и Δ_X выше дна Γ -долины, причем $\Delta_L, \Delta_X < E_g$. В этой ситуации основным механизмом рассеяния электронов с энергией $\epsilon > \Delta_L, \Delta_X$ в Γ -долине является междолинное рассеяние [7,23–28]. Такой характер зонной структуры существенно влияет на вид функции распределения в области больших энергий. Сильная анизотропия энергетического спектра приводит к анизотропии функции распределения и, следовательно, к анизотропии коэффициента ударной ионизации электронов.

В большинстве полупроводников $A^{III}B^V$ и их твердых растворов ($GaAs$, InP , $InGaAs(P)$ и др.) коэффициенты ионизации дырок и электронов близки, так что значения параметра $k = \beta/\alpha$ лежат в диапазоне 2–4, в отличие, например, от Si , в котором преобладает ударная ионизация электронами и $k \approx 0.01$ – 0.02 . Поэтому в течение последних десятилетий много усилий прилагалось для создания и изучения полупроводниковых материалов с большим отношением коэффициентов ионизации. Как было показано в результате теоретических и экспериментальных исследований, в узкозонных полупроводниковых материалах $InAs$, $GaSb$ и твердых растворах на их основе достигается высокое отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок, что позволяет создать ЛФД для среднего ИК диапазона с низким уровнем избыточных шумов. Это стало возможным благодаря установлению связи между процессами ударной ионизации в сильном электрическом поле и особенностями зонной структуры полупроводников $A^{III}B^V$ [6,9].

Метод расчета функции распределения носителей заряда для полярных полупроводников типа $GaAs$ и InP при разогреве в сильном электрическом поле в области больших энергий был развит в работах А.П. Дмитриева

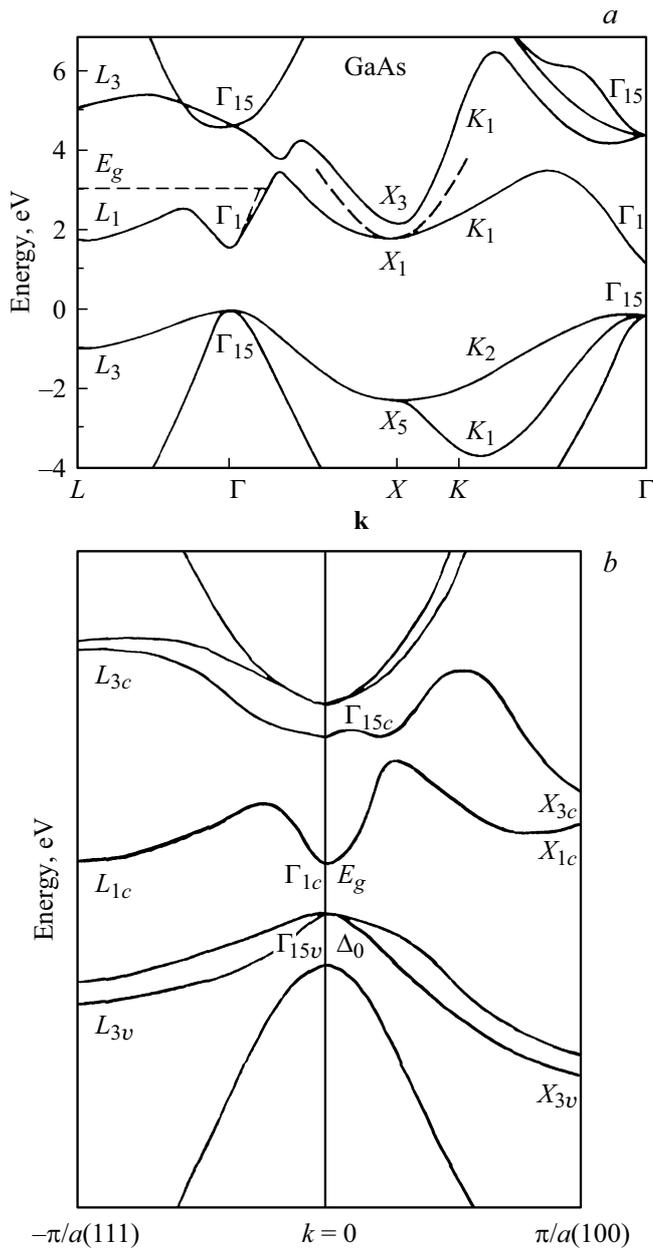


Рис. 2. Зонные энергетические диаграммы GaAs [22] (a) и GaSb [23] (b).

и И.Н. Ясиевич [5,6]. Эти расчеты позволили предсказать анизотропию коэффициентов ионизации электронов в GaAs в зависимости от ориентации электрического поля в кристалле [29] с учетом важной роли констант междолинного взаимодействия Γ -, X - и L -долин в процессе разогрева носителей заряда. В работе [6] были получены формулы, связывающие характеристические поля ударной ионизации электронами с параметрами материала в многодолинных полупроводниках типа GaAs и InP.

В очень сильных полях функция распределения носителей определяется диффузионным разогревом электронов в „тяжелой“ X -долине с рассеянием на дефор-

мационных оптических фононах. Этот случай важен для понимания анизотропии полевых зависимостей коэффициентов ионизации в многодолинных полупроводниках, таких как GaAs, InP и их твердых растворах [30,31].

В работе [29] впервые было показано, что в многодолинных полупроводниках типа GaAs и InP коэффициенты ударной ионизации электронов $\alpha(E)$ анизотропны и имеют разный характер зависимости для различных направлений электрического поля. В случае, когда поле \mathbf{E} приложено в кристаллографическом направлении (100) или (110), имеет место баллистический разогрев в Γ -долине и справедлива зависимость вида $\ln \alpha \propto E_{01}/E$, где $E_{01} = 2.6 \cdot 10^6$ В/см. Если же $\mathbf{E} \parallel (111)$ и баллистический разогрев в Γ -долине невозможен, функция распределения формируется за счет рассеяния электронов из X -долины. Тогда коэффициент ионизации электронов в сильных полях ($E > 3.6 \cdot 10^5$ В/см) определяется квадратичным соотношением $\ln \alpha \propto (E_{02}/E)^2$, где $E_{02} = 9 \cdot 10^5$ В/см, а функция распределения становится изотропной [2].

Для баллистического режима зависимость коэффициента ионизации от напряженности электрического поля дается соотношением [9]

$$\alpha(E) = \alpha_{01} \exp[-(E_{01}/E)], \quad (14)$$

где характеристическое поле E_{01} определяется как

$$E_{01} = [2m_X(\epsilon_{ie} - \Delta_X)]^{3/2} \Xi_{\Gamma X}^2 (2\pi\rho eV\hbar^3\omega_{\Gamma X})^{-1} \times \text{cth}(\hbar\omega_{\Gamma X}/2k_B T), \quad (15)$$

m_X — эффективная масса электрона на дне X -долины, Δ_X — энергетическое расстояние между дном зоны проводимости и дном X -долины, $\Xi_{\Gamma X}$ — константа междолинного взаимодействия для Γ - и X -долин, ρ — плотность кристалла, e — заряд электрона, \hbar — постоянная Планка, $\omega_{\Gamma X}$ — частота междолинного фонона для Γ - и X -долин, k_B — постоянная Больцмана.

В диффузионном режиме, когда имеет место изотропное рассеяние, справедлива зависимость [9]

$$\alpha(E) = \alpha_{02} \exp[-(E_{02}/E)^2], \quad (16)$$

и выражение для характеристического поля E_{02} имеет вид

$$E_{02} = (m_X \Xi_{XX})^2 [3(\epsilon_{ie} - \Delta_X)/\hbar\omega_{XX}]^{1/2} (\pi\rho e\hbar^2)^{-1} \times \text{cth}^{1/2}(\hbar\omega_{XX}/2k_B T), \quad (17)$$

где Ξ_{XX} — константа междолинного взаимодействия при рассеянии между эквивалентными долинами, ω_{XX} — частота соответствующего междолинного фонона. При этом значения коэффициентов ударной ионизации для направления поля $\mathbf{E} \parallel (111)$ должны быть ниже, чем в направлениях (100) и (110).

Из экспериментальных измерений коэффициентов ионизации электронов в сильных электрических полях можно определить значения характеристических

Таблица 1. Константы междолинного взаимодействия, рассчитанные на основе экспериментальных значений характеристических полей E_{01} и E_{02} [28,31-34] с помощью выражений (15) и (17)

Материал	Ориентация подложки	E_{01} , В/см	E_{02} , В/см	$\Xi_{ГХ}$, эВ/см	$\Xi_{ХХ}$, эВ/см
GaAs	(100)	$2.6 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$
	(111)				
InP	(100)	$3 \cdot 10^6$		$1.2 \cdot 10^9$	
Ga _{1-x} Al _x Sb $x = 0$ $x = 0.05$ $x = 0.07$ $x = 0.15$	(100)	$5.4 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^9$ $1.3 \cdot 10^5$ $1.75 \cdot 10^5$	$1.4 \cdot 10^9$	$8.4 \cdot 10^8$ $9.8 \cdot 10^8$
	(111)				
	(111)				
	(100)				
GaAs _{1-x} Sb _x $x = 0.12$	(100)	$5 \cdot 10^5$		$7.2 \cdot 10^8$	

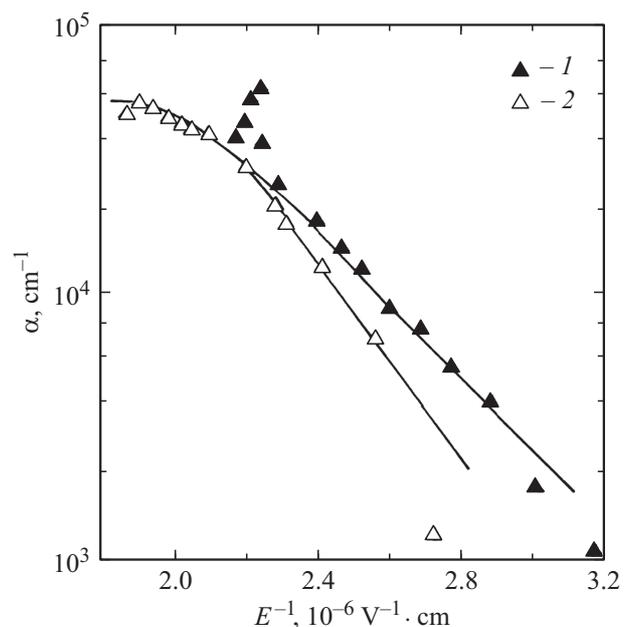
полей E_{01} и E_{02} , а затем с помощью формул (15) и (17) найти величины констант междолинного взаимодействия $\Gamma-X$, $X-X$ и сравнить с расчетными данными [25–28,32]. В табл. 1 приведены величины характеристических полей E_{01} , E_{02} и констант междолинного взаимодействия $\Xi_{ГХ}$, $\Xi_{ХХ}$ для полупроводниковых соединений GaAs, InP, GaAlSb и GaAsSb. Экспериментальные значения коэффициентов ионизации GaAs для ориентаций (100) и (111), а также InP (100) были взяты из работ [28,32–34]. Значения характеристических полей в твердых растворах GaAlSb и GaAsSb были определены из экспериментально измеренных коэффициентов ударной ионизации [31]. Как следует из таблицы, наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическими оценками [30].

Первое экспериментальное доказательство явления анизотропии коэффициентов ионизации было получено в работе [33] при исследовании полевых зависимостей в системе AlGaSb/GaAs. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента ионизации электронов в GaAs от обратной величины напряженности электрического поля для двух ориентаций вектора \mathbf{E} , в направлениях (100) и (111). Как видно из рисунка, при изменении напряженности поля отношение коэффициентов ионизации для указанных направлений также заметно изменяется, и величина коэффициента ионизации электронов в направлении поля $\mathbf{E} \parallel (111)$ оказывается меньше, чем для направления (100). Отметим, что в теоретических работах [35,36], посвященных расчету коэффициентов ударной ионизации в GaAs методом Монте-Карло, не был обнаружен эффект анизотропии, поскольку в них использовалась простейшая модель полупроводника с невырожденной сферически симметричной зонной структурой [37].

Подтверждение экспериментальных результатов, представленных в работах [33,34], было получено в публикациях [29,37], а также в работе [31] при исследовании ориентационной зависимости коэффициентов ионизации

в твердых растворах GaAlSb. Позднее анизотропия коэффициентов ионизации дырок и электронов наблюдалась нами в структурах на основе GaSb при учете роли L - и X -долин и при изменении ориентации электрического поля в направлениях (100) и (111).

Теоретические расчеты функции распределения носителей заряда в сильном электрическом поле в полупроводниках A^{III}B^V типа GaAs, GaSb и InP могут быть использованы при анализе процессов ударной ионизации также и в других полупроводниковых соединениях с целью отбора перспективных материалов для создания ЛФД.

**Рис. 3.** Анизотропия коэффициента ионизации электронов в GaAs при температуре 300 К. Точки — экспериментальные данные для случаев $\mathbf{E} \parallel (100)$ (1) и $\mathbf{E} \parallel (111)$ (2) [33], сплошные кривые — результаты расчета [9].

4. Ударная ионизация дырками в полупроводниках со сложной структурой валентной зоны

В работе [24] впервые был рассмотрен процесс разогрева носителей заряда в электрическом поле в полупроводнике с двумя валентными подзонами с существенно различными эффективными массами дырок. Следуя методу Грибникова, мы теоретически исследовали процессы ударной ионизации дырок в полупроводниках $A^{III}B^V$ со сложной структурой валентной зоны [30]. В большинстве полупроводников валентная зона включает в себя зоны тяжелых и легких дырок, а также спин-орбитально отщепленную зону. В материалах с различной шириной запрещенной зоны и разной величиной спин-орбитального отщепления могут быть реализованы три важных случая: $E_g \gg \Delta$ (Ge, GaAs, InP), $E_g \ll \Delta$ (InSb), $E_g \approx \Delta$ (InAs, GaSb), где Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны. Как показал расчет, в первых двух случаях главную роль в формировании функции распределения при больших энергиях играет рассеяние на деформационных оптических фононах и коэффициенты ионизации дырок в таких полупроводниках описываются выражением

$$\beta(E) = \beta_{01} \exp[-(E_{01}/E)], \quad (18)$$

где значение характеристического поля E_{01} зависит от параметров зонной структуры, константы деформационного потенциала и температуры [6].

Валентные зоны рассматриваемых полупроводников устроены схожим образом. Спектр тяжелых дырок близок к параболическому и характеризуется эффективной массой m_h , значения которой приблизительно одинаковы для всех полупроводников $A^{III}B^V$, тогда как эффективные массы электронов сильно различаются [38,39]. При малых энергиях масса легких дырок много меньше, чем масса тяжелых дырок ($m_l \ll m_h$). По мере увеличения энергии масса легких дырок возрастает и при энергии $\varepsilon \geq \Delta$ становится сравнимой с массой тяжелых дырок ($m_l \approx m_h$). При этом масса дырок в спин-орбитально отщепленной зоне всегда удовлетворяет условию $m_{so} \ll m_h$. В силу сходства зонных структур в полупроводниках типа GaAs, InP рассеяние на деформационных оптических колебаниях в них имеет один и тот же порядок величины.

В то же время процесс ударной ионизации в InSb имеет ряд отличий [40]. В этом материале ширина запрещенной зоны существенно меньше величины спин-орбитального расщепления валентной зоны: $E_g = 0.17$ эВ, $\Delta = 0.8$ эВ при $T = 300$ К [38,41]. Основным механизмом рассеяния электронов в зоне проводимости InSb является рассеяние на продольных оптических фононах. Расчет величины характеристического поля E_{01} дает значение $\sim 10^3$ В/см [42,43]. В валентной же зоне InSb, как и в GaAs, имеет место сильное рассеяние на деформационных оптических фононах, что приводит к увеличению характеристического поля E_{01} и, следовательно,

к резкому уменьшению коэффициента ионизации дырок $\beta(E)$. Этот коэффициент уменьшается еще и потому, что в баллистическом разогреве в InSb принимают участие только легкие дырки, составляющие малую долю от общего числа дырок, поскольку их эффективная масса много меньше, чем масса тяжелых дырок ($m_l = 0.015 m_0$, $m_h = 0.43 m_0$). В то же время в эффективном разогреве в зоне проводимости участвуют все электроны с пороговой энергией ионизации $\varepsilon_{ie} \approx E_g$ [40]. Поэтому в экспериментах по ударной ионизации в InSb не наблюдалось умножения дырками [44–46].

5. Коэффициент ударной ионизации дырок в полупроводниках с „резонансом“ зон $E_g \approx \Delta$ (InAs, GaSb)

Наиболее интересная ситуация имеет место в полупроводниках типа InAs, GaSb (см. рис. 4 и 2, *b*) и их твердых растворах, в которых реализуется соотношение $E_g \approx \Delta$ — так называемый „резонанс“ зон. Этот эффект играет важную роль при создании лавинных фотодиодов с большим отношением коэффициентов ионизации дырок и электронов [16], в особенности на основе узкозонных полупроводников.

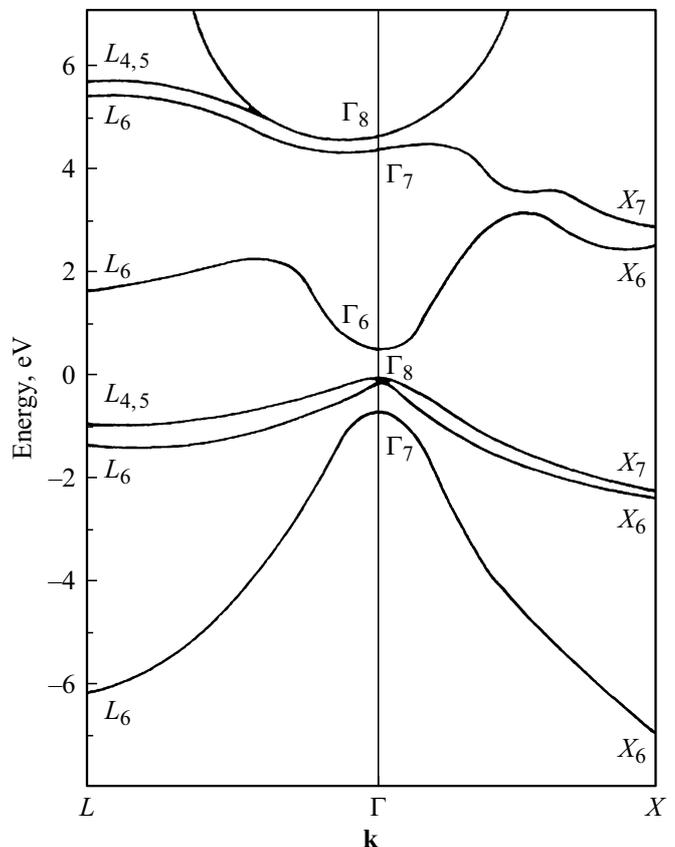


Рис. 4. Зонная энергетическая диаграмма InAs [23].

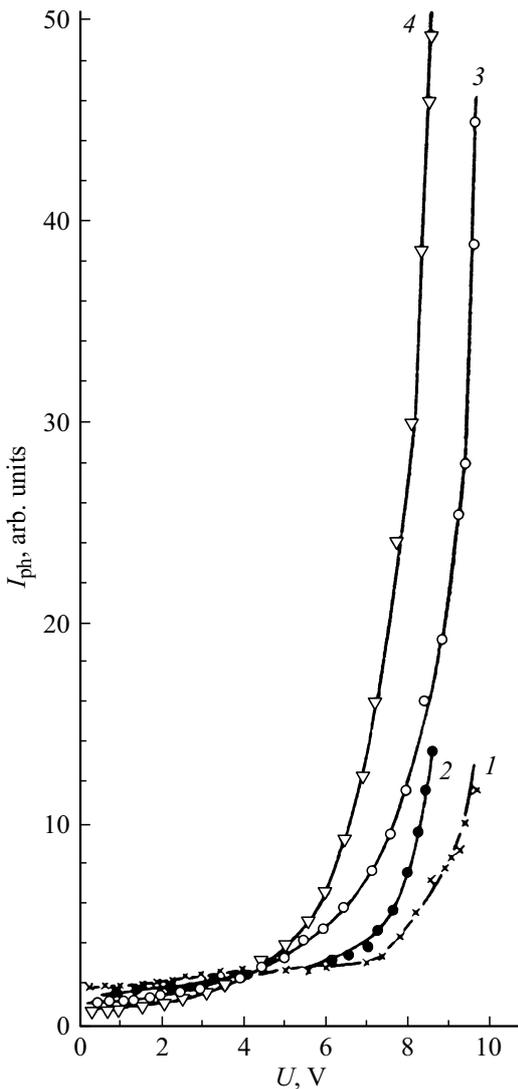


Рис. 5. Зависимости величины фототока от обратного смещения для двух InAs p - n -переходов (1, 3 — образец 39; 2, 4 — образец 34), освещаемых с p -стороны излучением с длиной волны, мкм: 1, 2 — 1.5; 3 — 3.8; 4 — 3.95 [48].

Лавинное умножение в p - n -фотодиодах на основе InAs при комнатной температуре впервые было обнаружено в работе [47]. При освещении гелий-неоновым лазером (длина волны 0.633 мкм, частота модуляции 125 МГц) был измерен коэффициент умножения $M \approx 1.1$ –12.5 в зависимости от величины обратного смещения в диапазоне 0.5–10 В.

Первые экспериментальные данные о лавинном умножении в диффузионных p - n -переходах на InAs были получены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 1967 г. (см. рис. 5) [48]. В этой работе было представлено первое доказательство асимметрии коэффициентов умножения дырок и электронов при воздействии на фотодиодную n - p -структуру монохроматическим коротковолновым излучением с длиной волны $\lambda = 1.5$ мкм, сильно поглощаемым в n -области, а также длинноволновым из-

лучением ($\lambda = 3.8$ и 3.95 мкм), поглощаемым в p -области. При обратном смещении $U = 2$ –10 В коэффициент умножения электронов M_e изменялся в диапазоне от 7 до 12 и был намного меньше, чем коэффициент умножения дырок M_h , который достигал значений 40–60. В той же работе была впервые оценена пороговая энергия ионизации электронами из сравнения экспериментальных данных с расчетными кривыми из работы [3]. Оценки показали, что пороговая энергия для ионизации электронами лежит в пределах $1.2E_g \leq \varepsilon_{ie} \leq 1.6E_g$ (где $E_g = 0.42$ эВ) при значении электрического поля $E_m = 2 \cdot (10^4 - 10^5)$ В/см.

Для определения пороговой энергии ионизации дырок в нескольких фотодиодных p - n -структурах, освещаемых с p - или n -сторон, было проведено экспериментальное исследование минимальной энергии, необходимой для начала лавинного умножения дырками [49]. Оказалось, что пороги ионизации электронов и дырок близки и лежат в диапазоне 0.4–0.5 эВ. Поскольку пороговая энергия для ионизации тяжелыми дырками составляет $\varepsilon_{ih} \approx 2E_g = 0.84$ эВ, было высказано предположение, что прямая ударная ионизация в InAs реализуется за счет участия дырок из спин-орбитально отщепленной зоны, эффективная масса которых m_{so} меньше, чем масса тяжелых дырок ($m_{so} = 0.16 m_0$, $m_h = 0.41 m_0$), а энергия близка к ширине запрещенной зоны ($\Delta \approx E_g$).

В работах [50,51] впервые были сделаны оценки вероятностей различных каналов ударной ионизации и оже-рекомбинации в InAs, реализующихся с участием разных подзон валентной зоны, в том числе спин-орбитально отщепленной зоны. Теоретический анализ показал, что в этом случае кулоновское взаимодействие носителей заряда, участвующих в ударной ионизации, происходит с малой передачей импульса, что существенно увеличивает вероятность процесса. Поэтому в материалах, в которых ширина запрещенной зоны близка к величине спин-орбитального расщепления (InAs, GaSb, HgCdTe и их твердые растворы), коэффициент ударной ионизации дырок резко возрастает по сравнению с коэффициентом ионизации электронов. В качестве иллюстрации на рис. 6, а представлены экспериментальные значения отношения коэффициентов ионизации электронов и дырок в InAs и твердых растворах InAsSb, InGaAs, InAsSbP в зависимости от состава [52]. Практически одновременно „резонансная“ ударная ионизация дырками наблюдалась различными авторами в GaAlSb (см. рис. 6, b) [53–56], а также в бесщелевых полупроводниках в системе HgCdTe [57]. Впоследствии эффект „резонансной“ ударной ионизации активно использовался зарубежными авторами для создания ЛФД с большим отношением коэффициентов ударной ионизации [14].

Эффекты лавинного умножения и полевая зависимость коэффициентов ионизации в p - n -переходах на основе InAs и его твердых растворов InGaAs, InAsSb при температурах 77 и 300 К были подробно исследованы в работах [49,58,59]. Диффузионные и эпитаксиальные структуры были выращены на подложках n -InAs.

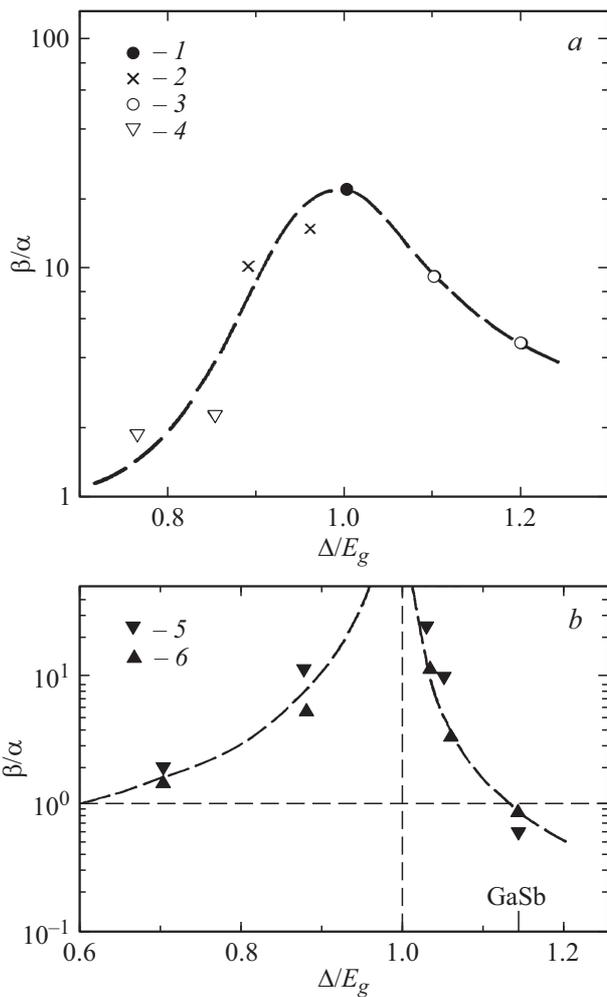


Рис. 6. Отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов в зависимости от параметра Δ/E_g в полупроводниках $A^{III}B^V$. *a* — данные для InAs (1), $In_{1-x}Ga_xAs$ ($x = 0.02, 0.04$) (2), $InAs_{1-x}Sb_x$ ($x = 0.06, 0.08$) (3), InAsSbP (4) [52]. *b* — данные для $Ga_{1-x}Al_xSb$ при значениях напряженности электрического поля $E = 3.3 \cdot 10^4$ (5) и $4 \cdot 10^4$ В/см (6) [53].

На рис. 7 представлены полевые зависимости коэффициентов ионизации дырок и электронов при $T = 77$ К для p - n -структуры на InAs. Было установлено, что во всем исследованном диапазоне напряженностей электрического поля коэффициент ионизации дырок более чем на порядок превышает коэффициент ионизации электронов. Наличие характерного „излома“ на зависимости $\beta(1/E)$, по-видимому, обусловлено изменением механизма ударной ионизации дырками при увеличении напряженности электрического поля. В слабых полях в этом процессе участвуют дырки из спин-орбитально отщепленной зоны, для которых порог ионизации близок к пороговой энергии электрона ($\epsilon_{ih} \approx \Delta \approx E_g = 0.73$ эВ). Увеличение коэффициента ионизации дырок по мере роста напряженности поля E может быть связано с вкладом тяжелых дырок, для которых порог ионизации равен $\epsilon_{ih} \approx 2E_g = 0.82$ эВ.

Исследование избыточного шума в ЛФД на основе InAs и InGaAs в спектральном диапазоне 3–5 мкм было выполнено в работе [49]. На рис. 8 представлена зависимость спектральной плотности шума от коэффициента умножения для исследованных структур. Экспериментальное отношение коэффициентов ионизации β/α достигало величины 20–50. Благодаря преимущественному вкладу дырок из спин-орбитально отщепленной зоны было получено минимальное значение шум-фактора $F(M) = M^{0.1}$, что соответствует практически монополярному умножению.

Интересен вопрос — как изменяются пороговые энергии ударной ионизации в твердых растворах с изменением зонной структуры материала. Так, при конструировании ЛФД на основе твердых растворов InGaAs, GaAsSb [59,60], более узкозонных по сравнению с GaAs, нужно учитывать, что порог прямой ионизации понижается за счет добавления материала с большим или меньшим значением коэффициента ионизации дырок или электронов и лежит в пределах первой зоны проводимости вследствие меньшего значения эффективной массы электронов по сравнению с массой дырок. Этот порог ближе к ширине запрещенной зоны ($\epsilon_{ie} \approx E_g$), поэтому в таких материалах всегда выполнено условие $\alpha > \beta$. Например, в твердом растворе InGaAs с большим содержанием GaAs побочная X-долина расположена высоко по энергии, так что рассеяние в эту долину

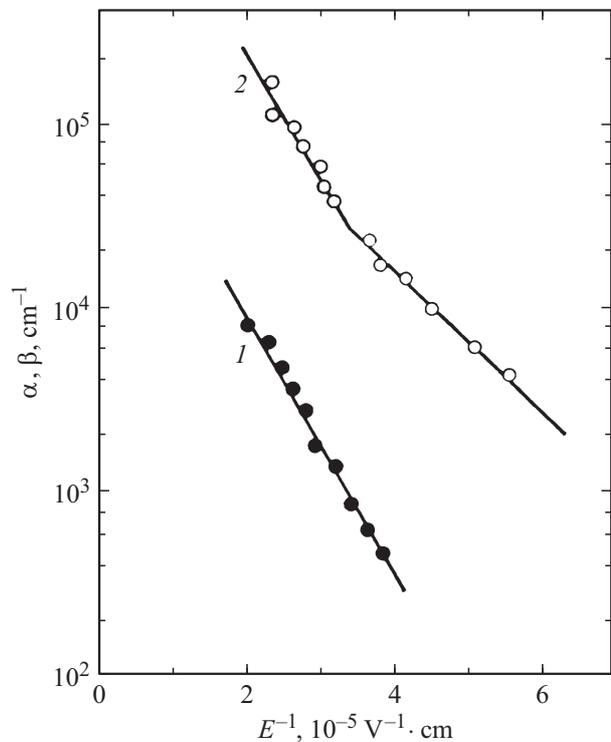


Рис. 7. Зависимости коэффициентов ионизации для электронов (1) и дырок (2) от обратной величины напряженности электрического поля в p - n -переходах на основе InAs при температуре 77 К [58].

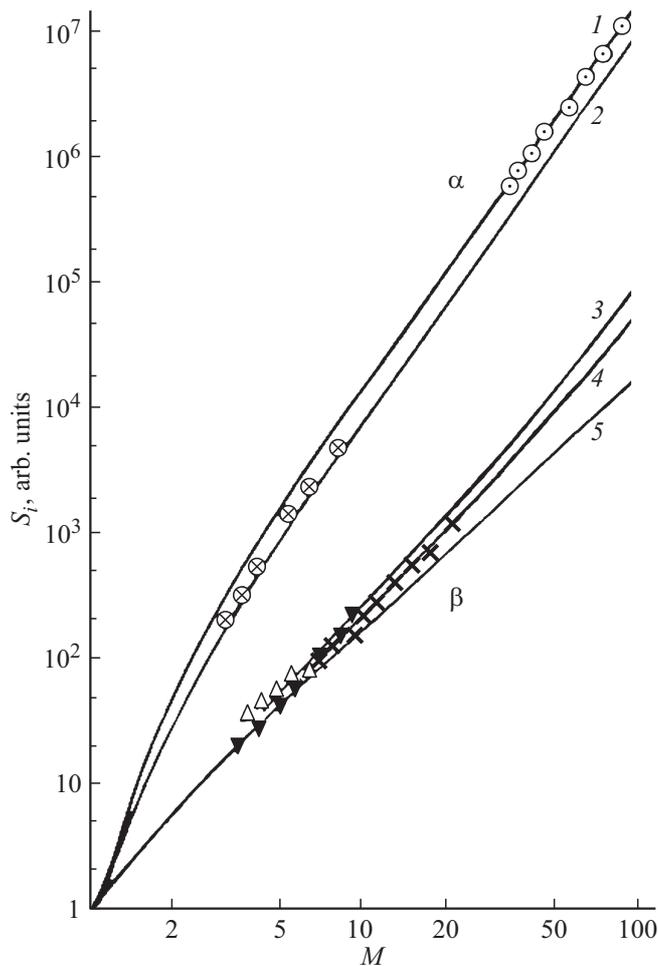


Рис. 8. Зависимости спектральной плотности шума S_i от коэффициента умножения для InAs и InGaAs ЛФД структур в случае электронной (α) и дырочной (β) инжекции для различных значений $k = \beta/\alpha$. Точки — экспериментальные данные [49], кривые — результаты расчета для $k = 10$ (1, 3), 20 (2, 4), ∞ (5) [12].

можно не учитывать. Следовательно, коэффициент ионизации электронов в этом материале должен быть выше, чем в GaAs.

Необходимо отметить, что в твердых растворах InAs (InAsSb, InAsSbP и др.) с изменением состава и температуры также изменяется соотношение между шириной запрещенной зоны и величиной спин-орбитального расщепления, что в свою очередь изменяет отношение коэффициентов ионизации за счет ухода от резонанса зон при добавлении другого материала. Так, например, поскольку в GaAs и InAsSb $\alpha > \beta$, в твердом растворе InGaAs коэффициент ионизации дырок будет понижен по сравнению с InAs (см. рис. 6, а) [52].

Выше мы рассматривали ориентационную анизотропию электронного коэффициента ионизации в многодолинных полупроводниках типа GaAs и InP. Рассмотрим теперь, как изменяется отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов $k = \beta/\alpha$ в GaSb из-за наличия

в этом материале побочных долин. В зонной структуре GaSb имеются X - и L -долины с большой эффективной массой электронов. При этом четырехкратно вырожденная боковая L -долина расположена ниже минимума центральной Γ -долины в направлении (111) на величину $\Delta_L = 0.08$ эВ, тогда как для X -долины зазор составляет $\Delta_X = 0.5$ эВ (см. рис. 2, б). Поскольку эффективная масса электронов в L -долине намного больше эффективной массы в Γ -минимуме ($m_L = 0.5 m_0$, $m_\Gamma = 0.043 m_0$ соответственно), значительное число электронов уже при комнатной температуре будет находиться в L -долине [9]. В электрическом поле средняя энергия электронов, характеризующаяся электронной температурой T_e , растет с увеличением напряженности электрического поля, в результате чего большая часть электронов оказывается в L -долине. Оценки показывают, что отношение концентраций электронов в Γ - и L -долинах определяется выражением

$$n_\Gamma/n_L = [\rho_\Gamma(\varepsilon)/\rho_L(\varepsilon)] \exp(\Delta_L/T_e). \quad (19)$$

В четырехкратно вырожденной L -долине плотности состояний относятся как эффективные массы в степени 3/2, и мы получаем

$$n_\Gamma/n_L = (m_\Gamma/m_L)^{3/2} \exp(\Delta_L/T_e), \quad (20)$$

так что число электронов, способных участвовать в ударной ионизации, составляет лишь малую долю от их общего количества:

$$n_\Gamma = n/[1 + 4(m_\Gamma + m_L)^{3/2} \exp(-\Delta_L/T_e)] \approx 0.017, \quad (21)$$

где $\Delta_L = 0.08$ эВ, $T_e = 3\hbar\omega_0$, $\hbar\omega_0 = 0.029$ эВ. Поскольку в ударной ионизации принимают участие лишь электроны из Γ -долины с энергиями, равными или большими пороговой энергии, число таких электронов с малой эффективной массой ($m_\Gamma = 0.023 m_0$) определяется величиной порога и полным количеством частиц в Γ -долине. В результате в GaSb и твердых растворах с близкими к нему составами реализуются условия, когда коэффициент ионизации электронов существенно понижен по сравнению с другими полупроводниковыми материалами за счет сильного уменьшения предэкспоненциального множителя в формуле $\alpha(E) = \alpha_{01} \exp[-(E_{01}/E)]$, — например, в GaAlSb, GaInSb и др. Если же электрическое поле в структуре направлено вдоль оси (100), когда роль L -долины не важна, большое отношение коэффициентов ионизации β/α может быть достигнуто путем увеличения коэффициента ионизации дырок за счет резонансной ионизации ($\Delta \approx E_g$). В GaSb впервые было обнаружено счастливое сочетание двух факторов: наличие низко лежащей тяжелой L -долины, откачивающей электроны из X -долины, и вместе с тем „резонанс“ зон с участием дырок из спин-орбитально отщепленной зоны с низким порогом ионизации. Таким образом, в GaSb и твердых растворах с близкими к нему составами можно реализовать монополярное умножение дырками, что позволяет создавать практически „бесшумные“ (noiseless) лавинные фотодиоды.

6. Монополярное умножение носителей заряда в структурах с разделенными областями поглощения и умножения

С целью уменьшения избыточного шума и увеличения отношения коэффициентов ионизации были разработаны лавинные фотодиоды для средней ИК области спектра с разделенными областями поглощения и умножения (РПУ ЛФД — SAM APD, separate absorption and multiplication avalanche photodiodes). Локализация области поглощения в узкозонном полупроводнике, а области умножения — в широкозонном материале позволяет уменьшить величину электрического поля на гетерогранице с узкозонной областью и избежать возрастания туннельных токов, если лавина развивается в широкозонной области. Такая конструкция ЛФД была впервые предложена в работе японских авторов из компании NTT Corp. [61] на основе структуры $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$, выращенной методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) на подложке $p^+-\text{InP}$ (100) для спектрального диапазона 1–1.6 мкм. Область поглощения лежала в узкозонном твердом растворе InGaAs , а область умножения — в широкозонном слое InP . Предложенная структура позволяла снизить величину диффузионного тока, а также уменьшить вероятность туннелирования электронов на гетерогранице из валентной зоны InP в зону проводимости InGaAs [62]. Было показано, что коэффициент ионизации дырок превышал в 2–4 раза коэффициент ионизации электронов, а уровень шумов был ниже, чем у германиевого ЛФД при воздействии импульсами излучения $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазера.

Для создания мал шумящих быстродействующих ЛФД, работающих в среднем ИК диапазоне 2–5 мкм, нами была изготовлена структура на основе твердых растворов $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$ [63]. Следует подчеркнуть, что в данной конструкции ЛФД было достигнуто преимущественное умножение дырками в поглощающем слое $n\text{-GaAl}_{0.04}\text{AsSb}_{0.96}$, в котором был реализован „резонансный“ состав для дырок ($E_g \approx \Delta \approx 0.76$ эВ). В этой структуре впервые наблюдалось монополярное умножение дырками из спин-орбитально отщепленной зоны для ориентации электрического поля в направлении (111) и получено наиболее низкое значение шум-фактора $F(M) = 1.6$ при отношении коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha \approx 6\text{--}10$ [64]. Узкозонная область поглощения $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}_{0.18}\text{Sb}_{0.72}$ ($E_g = 0.54$ эВ при $T = 77$ К) была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке $n\text{-GaSb}:\text{Te}$ (111) с использованием Pb [65]. Концентрация носителей в узкозонной области была низкой и составляла $n = (2\text{--}5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [66]. В области умножения p^+-N -переход лежал в непрямозонном сплаве, близком по составу к GaSb , $n\text{-Ga}_{0.66}\text{Al}_{0.34}\text{As}_{0.025}\text{Sb}_{0.975}$ ($E_g = 1.2$ эВ) с концентрацией носителей в p^+ -слое, равной $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Пробивное напряжение определялось широкозонным материалом и составляло

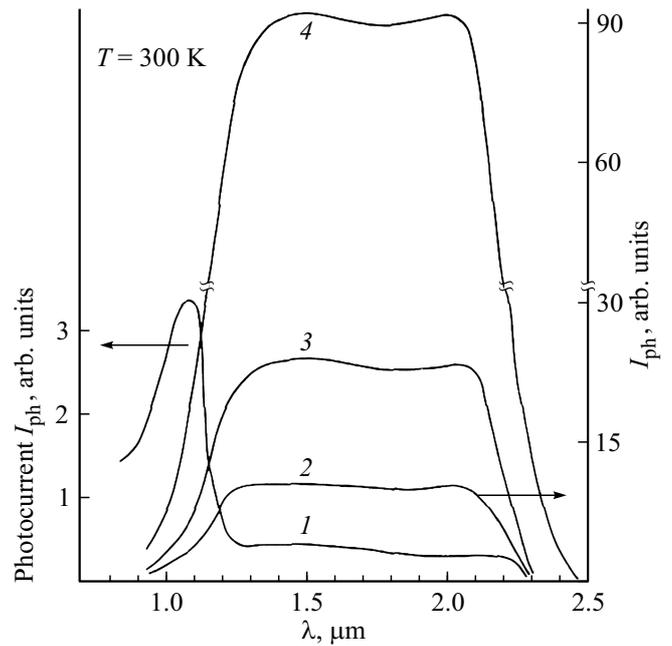


Рис. 9. Спектры фототока при комнатной температуре для ЛФД $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$ с разделенными областями поглощения и умножения в зависимости от обратного смещения, В: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20 [63].

$U_B = 21\text{--}24$ В при температуре $T = 296$ К и $18\text{--}20$ В при 77 К. Напряженность электрического поля была равна $E = 3.5 \cdot 10^5$ В/см. Значительное умножение наблюдалось уже при $U_B > 6$ В. Максимальное значение коэффициента умножения варьировалось от $M = 20\text{--}30$ при комнатной температуре до $M = 100\text{--}400$ при $T = 78$ К. При освещении монохроматическим излучением с длиной волны $\lambda = 1.5\text{--}2.1$ мкм через накрывающий слой $p^+-\text{GaSb}$ коэффициент умножения возрастал по мере увеличения длины волны. Область объемного заряда располагалась в узкозонном слое поглощения GaAl(As)Sb вблизи границы p^+-N -перехода при условии, что явление ударной ионизации реализуется носителями с большим коэффициентом ударной ионизации. Спектральная характеристика рассматриваемого РПУ ЛФД при обратном смещении в диапазоне от нуля до -20 В представлена на рис. 9 [63].

Спектральная плотность мощности шума лавинного умножения в зависимости от величины фототока $S_i(I_{ph})$ для гетероструктуры $n\text{-GaSb}/n\text{-GaInAsSb}/p\text{-GaAlAsSb}$ показана на рис. 10, а. Данная зависимость была определена экспериментально с помощью генератора шума на частоте $f = 3$ МГц в полосе частот $\Delta f = 0.3$ МГц [64,67]. Измерения проводились при воздействии на исследуемую структуру излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 2$ мкм, а также без освещения. При этом предполагалось отсутствие корреляции между шумами темного тока и фототока. В общем случае спектральная плотность шума определяется формулой (10). Полученная в эксперименте

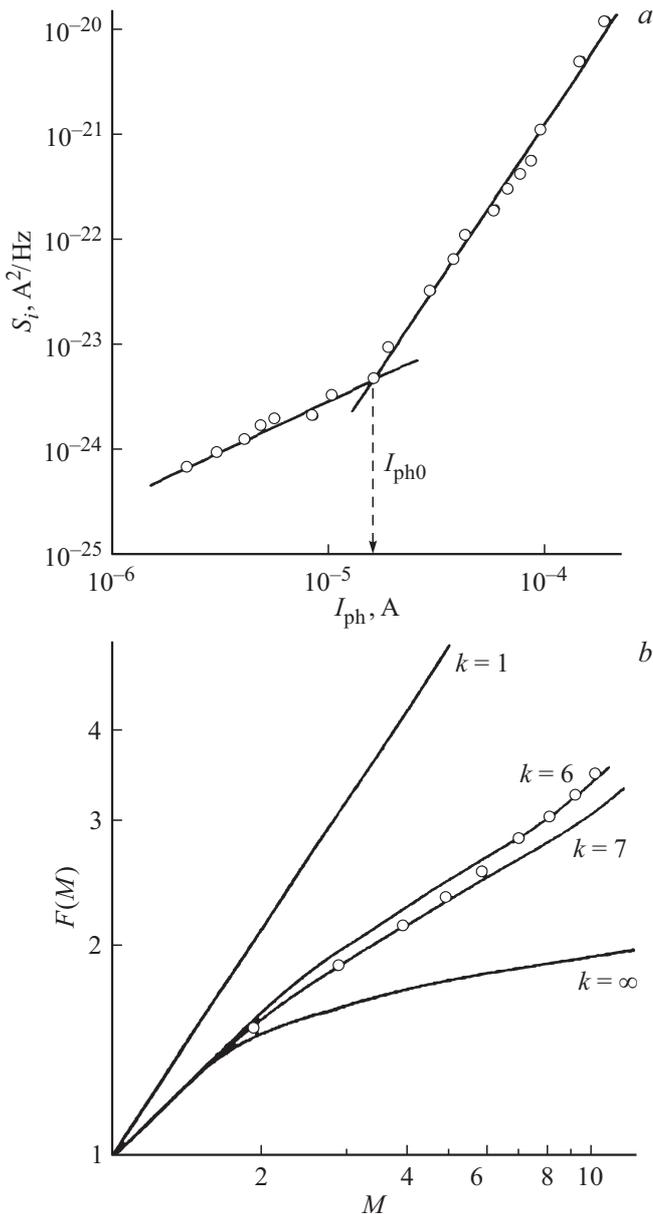


Рис. 10. Зависимости спектральной плотности мощности шума от величины фототока (а), а также зависимости фактора избыточного шума от коэффициента умножения (б) для ЛФД GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb. Точки — экспериментальные данные [64], кривые (б) — результаты расчета для различных значений $k = \beta/\alpha$ [12].

зависимость $S_i(I_{ph})$ хорошо описывалась выражением

$$S_i = 2eI_{ph0}M^y, \tag{22}$$

где $M = I_{ph}/I_{ph0}$, а значение инициирующего лавину фототока (I_{ph0}) определялось по точке „излома“ зависимости.

На рис. 10, б представлены расчетные зависимости коэффициента избыточного шума от коэффициента умножения $F(M)$ для различных значений отношения коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha$ из работы [12]. На

том же рисунке приведены экспериментальные данные для образцов ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/AlGa(As)Sb из работы [64]. Наилучшее согласие теоретических и экспериментальных результатов достигается при $k \approx 6-7$. Величина коэффициента шума в $p-N$ -структуре GaInAsSb/AlGa(As)Sb составила $F(M) = 3.2$ при $M = 10$.

В табл. 2 приведены данные, характеризующие области поглощения и умножения, величину фактора избыточного шума, а также отношения коэффициентов ионизации для трех типов изготовленных и исследованных нами ЛФД на основе структуры GaInAsSb/AlGa(As)Sb. Видно, что наиболее низкий шум-фактор ($F = 1.6$) был достигнут в ЛФД с разделенными областями умножения и поглощения. Для сравнения в табл. 3 представлены значения отношения коэффициентов ионизации и шум-фактора для ряда ЛФД на основе различных материалов согласно литературным данным.

Рассматриваемый эффект практически монополярного умножения позволяет также увеличить скорость генерации электронно-дырочных пар горячими носителями заряда. В узкозонном твердом растворе время пролета носителей через область объемного заряда (τ_i) определяется выражением [12,71]

$$1/\tau_i = \beta(E)V_{dr}(E), \tag{23}$$

где V_{dr} — дрейфовая скорость дырок в поле $E = 2 \cdot 10^4$ В/см. Отсюда, используя измеренное в эксперименте значение коэффициента ионизации дырок $\beta(E) = 2 \cdot 10^4$ см⁻¹ [64] и $V_{dr} \sim 5 \cdot 10^6$ см/с, находим вполне разумную величину $1/\tau_i \sim 10^{11}$ с⁻¹.

Ранее нами были получены данные измерений фактора избыточного шума в ЛФД на основе твердых растворов другого состава, отличающегося от „резонансного“. Лавинное умножение и полевые зависимости коэффициентов ионизации исследовались в структуре на основе твердого раствора $Ga_{0.8}In_{0.2}As_{0.17}Sb_{0.83}$, также выращенной на подложке GaSb с ориентацией (111) [16]. В этой структуре величина спин-орбитального расщепления несколько смещена от „резонансного“ значения, хотя вклад дырок в процесс ударной ионизации еще значителен. Кроме того, зонная структура в направлении (111) также была изменена: в этом твердом растворе L -долина расположена выше минимума Γ -долины на величину $\Delta_L \geq 0.7$ эВ, что превышает значение пороговой энергии электронов $\epsilon_{ie} \approx 0.62$ эВ. При этом рассеяние „тяжелых“ электронов в L -долину отсутствует. Поэтому для ЛФД на основе этого твердого раствора было получено меньшее значение коэффициента ионизации дырок и несколько большее значение коэффициента ионизации электронов по сравнению с GaSb (в исследуемом твердом растворе $\alpha \geq 10^4$ см⁻¹, тогда как в GaSb $\alpha \sim 10^3$ см⁻¹ в том же электрическом поле). В результате величина шум-фактора, найденная из экспериментальных данных, составляла $F(M) = 3.2$ при $M = 10$.

Таблица 2. Параметры трех типов ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/AlGa(As)Sb, различающихся конструкцией структуры и составом областей умножения и поглощения [63]

ЛФД		y ($F \sim M^y$)	$F(M = 10)$	β/α
Область поглощения	Область умножения			
In _{0.22} Ga _{0.78} As _{0.18} Sb _{0.82}	n -In _{0.22} Ga _{0.78} As _{0.18} Sb _{0.82} p -Al _{0.34} Ga _{0.66} As _{0.014} Sb _{0.986}	0.5	3.2	7
In _{0.22} Ga _{0.78} As _{0.18} Sb _{0.82}	n - p -Al _{0.34} Ga _{0.66} As _{0.014} Sb _{0.986}	0.7	5.0	3
In _{0.22} Ga _{0.78} As _{0.18} Sb _{0.82}	n -Ga _{0.96} Al _{0.04} Sb/ p -Al _{0.34} Ga _{0.66} As _{0.014} Sb _{0.986}	0.2	1.6	60

Таблица 3. Отношение коэффициентов ионизации $k = \beta/\alpha$ и фактор избыточного шума $F(M)$ для лавинных фотодиодов на основе различных полупроводниковых соединений при комнатной температуре и 77 К (указано)

Материал	$k = \beta/\alpha$	$F(M = 10)$	Литература
Ga _{0.47} In _{0.53} As/InP (100)	2–3	3.3	[17,67]
InGaAsP/InP (100)	0.3	3.5	[17,68]
GaAlAs/GaAs (100)	1	5.9	[8,18,69]
Ga _{0.72} Al _{0.28} Sb/GaSb (100)	2	5	[53]
Ga _{0.05} Al _{0.95} Sb/GaSb (111)	16	1.2	[55]
GaSb (111)	100	1.9 ($T = 77$ К)	[17]
InAs	20–50	1.1 ($T = 77$ К)	[49]
Ge	2	7	[70]
Si (111)	50	5 ($M = 100$)	[70]

Отметим, что в недавних работах зарубежных исследователей, посвященных малошумящим ЛФД на основе гетероструктур AlInAsSb/GaSb и AlGaAs/GaAs для спектрального диапазона 1–1.3 мкм [72–74], отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок $k = \beta/\alpha$, а также полевые зависимости параметров α и β рассчитывались методом Монте-Карло без учета реальной зонной структуры материалов и с использованием экспериментальных данных для p - n -гомопереходов [72]. Такой подход приводит к явно завышенным результатам по сравнению с кремниевыми ЛФД.

7. Порог чувствительности оптоэлектронного приемного модуля с лавинным фотодиодом на основе GaInAsSb/GaAl(As)Sb с разделенными областями поглощения и умножения

Пороговая чувствительность приемных оптоэлектронных модулей для высокоскоростных ВОЛС, в которых используются p - i - n -ЛФД для ближнего ИК диапазона 1.3–1.55 мкм на основе полупроводниковых соединений GaInAs/InP и германия, рассматривалась в работе [75].

Продвижение в средний ИК диапазон важно для повышения чувствительности приемных модулей и увеличения расстояния между ретрансляторами. Высокая пороговая чувствительность такого модуля может быть достигнута только за счет большой асимметрии коэффициентов ионизации носителей заряда в используемом ЛФД. Формула для расчета минимальной мощности, детектируемой цифровым приемным модулем, была введена в [76]:

$$\eta \langle P_{APD} \rangle = A [(\langle i_a^2 \rangle)^{1/2} / M + eQF(M)I_1B], \quad (24)$$

где η — эффективность преобразования падающей оптической мощности P в ток электрического сигнала, учитывающая квантовую эффективность детектора, а также эффективность оптической связи, $A = Q/(hc/e\lambda)$, h — постоянная Планка, c — скорость света, $\langle i_a^2 \rangle$ — среднее значение квадрата шумового тока детектора и приемника, I_1 — интеграл Персона, величина которого для случая прямоугольных импульсов равна 0.5, B — скорость передачи данных (bit rate), Q — безразмерный параметр, определяющий вероятность появления ошибки в цифровом сигнале (bit error rate, BER). В частности, вероятность ошибки BER = 10^{-9} соответствует значению $Q = 6$.

Поскольку избыточный шум-фактор $F(M)$ является возрастающей функцией среднего значения коэффициента умножения $\langle M \rangle$, мощность оптического сигнала, требуемая для получения чувствительности приемника, равной $\eta \langle P_{APD} \rangle$, уменьшается пропорционально $\langle M \rangle$ при условии, что эта величина мала. В то же время заметное возрастание коэффициента умножения M приводит к увеличению шум-фактора $F(M)$, тем самым увеличивая второй член в формуле (24), так что он становится доминирующим. В результате квантовая эффективность $\eta \langle P_{APD} \rangle$ начинает возрастать. Поэтому существует оптимальное значение коэффициента умножения M_{opt} , при котором величина регистрируемой мощности $\eta \langle P_{APD} \rangle$ минимальна, что соответствует максимальной чувствительности приемника для данного значения отношения коэффициентов ударной ионизации $k = \beta/\alpha$ и шумового тока предусилителя.

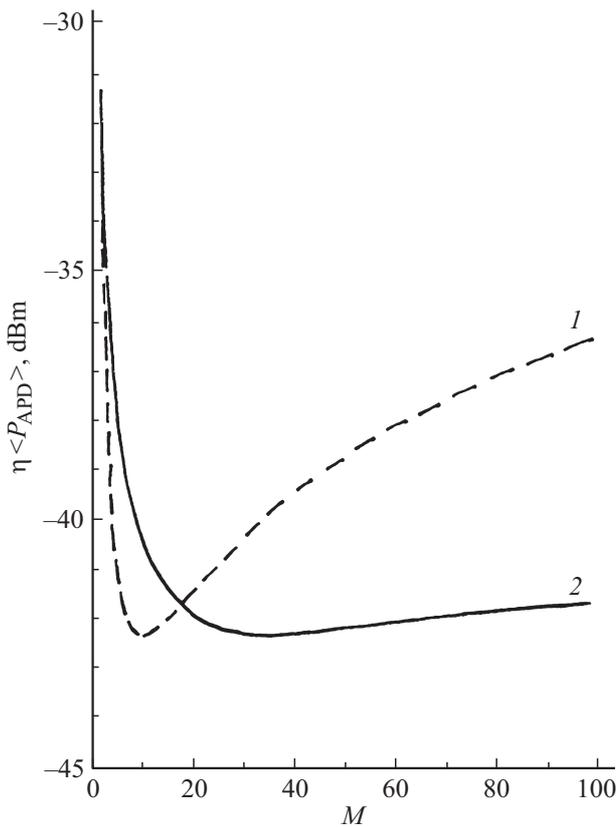


Рис. 11. Зависимости минимальной детектируемой мощности от коэффициента умножения для оптоэлектронного приемного модуля с двумя различными ЛФД: 1 — Ge-ЛФД ($\lambda = 1.55$ мкм) [70], 2 — РПУ ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/GaAl(As)Sb ($\lambda = 2.1$ мкм) [63].

Значение минимальной чувствительности приемного оптоэлектронного модуля с РПУ ЛФД на основе GaInAsSb/GaAl(As)Sb было рассчитано и экспериментально определено нами при воздействии излучения твердотельных лазеров, генерирующих в спектральном диапазоне 2.06–2.09 мкм [63,77].

С помощью формулы (24) нами была рассчитана зависимость пороговой оптической мощности от коэффициента умножения для нашего ЛФД на основе структуры с разделенными областями поглощения и умножения GaInAsSb/GaAl(As)Sb, выращенной на подложке GaSb (111), при воздействии монохроматического излучения с длиной волны $\lambda = 2.1$ мкм. Полученный результат сравнивался с пороговой чувствительностью стандартного Ge-ЛФД, при воздействии излучения с длиной волны 1.5 мкм. Эти данные представлены на рис. 11. В расчетах предполагалось, что ЛФД связан с трансимпедансным предусилителем, который характеризуется следующими параметрами: коэффициент передачи $g_T = 40$ мСм, полная входная емкость $C_T = 1.5$ пФ, сопротивление обратной связи $R_{FB} = 750$ кОм, скорость передачи данных $B = 500$ Мбит/с. При этом для РПУ ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/GaAl(As)Sb

диаметр чувствительной площадки был равен 200 мкм, а величина ампер-ваттной чувствительности в максимуме спектральной характеристики на длине волны 2.1 мкм составляла 1.1 А/Вт. Отметим, что для РПУ ЛФД при расчете было использовано значение $k = \beta/\alpha = 60$ (случай преимущественной ионизации дырками), а для Ge-ЛФД предполагалось, что $k = \beta/\alpha = 2$ [70]. В результате приемный модуль на основе РПУ ЛФД имел минимальный расчетный уровень детектируемой мощности $\eta\langle P_{APD} \rangle = -43.2$ дБм при $M_{opt} = 34-39$. Как видно из рис. 11, это значение близко к минимальной величине чувствительности для Ge-фотодиода, которая составляет -41.8 дБм при $M_{opt} = 10$. Таким образом, разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РПУ ЛФД имеет более высокое отношение коэффициентов ионизации и значительно более низкие значения спектральной плотности шума, чем германиевый ЛФД [63].

Разработанный нами оптоэлектронный приемный модуль с РПУ ЛФД был испытан при воздействии излучения твердотельных лазеров YLF:Ho ($\lambda = 2.06$ мкм) и YAG-Cr,Tm:Ho ($\lambda = 2.09$ мкм) с длительностью импульса 10 нс [77]. С учетом спектральных и шумовых характеристик для приемного оптоэлектронного модуля с РПУ ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/GaAl(As)Sb было получено пороговое значение энергии лазерного импульса $E = 6.2 \cdot 10^{-16}$ Дж ($\lambda = 2.06-2.09$ мкм). Для приемного модуля с Ge-ЛФД минимальная детектируемая величина энергии импульса, измеренная в эксперименте, составляла $E = 1.5 \cdot 10^{-15}$ Дж ($\lambda = 1.54$ мкм). Эти результаты показывают перспективность использования РПУ ЛФД на основе твердых растворов GaInAsSb/GaAl(As)Sb для детектирования импульсных лазерных сигналов в диапазоне длин волн 2–3 мкм [15,19,78].

В работе [79] был выполнен расчет пороговой чувствительности приемного оптоэлектронного модуля с РПУ ЛФД на основе структуры GaAlAsSb/GaInAsSb для длины волны $\lambda = 2.5$ мкм. При этом авторами были использованы экспериментальные данные нашей работы [55]. Вычисления проводились в температурном диапазоне 190–300 К для двух ориентаций электрического поля — (111) и (100). Были получены следующие минимальные значения детектируемой мощности при температуре $T = 190$ К в направлении (111): $\eta\langle P_{APD} \rangle = -50.5$ дБм для скорости передачи данных $B = 0.66$ Гбит/с и -46.4 дБм для $B = 2$ Гбит/с. Согласно расчету, при $B = 0.66$ Гбит/с и $T = 190$ К шум-фактор достигал величины $F(M) = 2.8$ для направления (111) и $F(M) = 4.0$ для направления (100). Значения оптимального коэффициента умножения при этом были равны $M_{opt} = 94$ и 52 соответственно. При комнатной температуре и $B = 2$ Гбит/с минимальная величина детектируемой мощности составляла $\eta\langle P_{APD} \rangle = -41.6$ дБм для ориентации (111) и $\eta\langle P_{APD} \rangle = -40.5$ дБм для ориентации (100). Соответствующие значения фактора избыточного шума были равны $F(M) = 2.4$ при $M_{opt} = 47$ и

$F(M) = 3$ при $M_{\text{opt}} = 28$. Эти данные хорошо коррелируют с результатами нашей работы [63].

Для сравнения приведем результаты последних работ японских исследователей, которые занимались созданием быстродействующих ЛФД на основе структуры InGaAs/InAlGaAs/InAlAs для ВОЛС, а также изучали влияние избыточного шума на пороговую чувствительность оптоэлектронного приемного модуля для диапазона длин волн 0.8–1.3 мкм [80]. При измеренных значениях коэффициента умножения $M = 1.5–4.5$ и расчетном отношении коэффициентов ионизации $\alpha/\beta = 0.05–0.3$ для скорости передачи данных $B = 106$ Гбит/с и вероятности ошибки $\text{BER} = 2.4 \cdot 10^{-4}$ минимальная величина пороговой чувствительности приемного модуля оказалась на уровне -13.81 дБм. Эти результаты значительно уступают соответствующим характеристикам для германиевого ЛФД, а также для разработанного нами РПУ ЛФД на основе гетероструктуры GaInAsSb/GaAl(As)Sb (см. рис. 11).

8. Заключение

В работе представлены результаты многолетних теоретических и экспериментальных исследований процессов ударной ионизации и разогрева носителей заряда в электрическом поле в полупроводниках $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, выполненных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Эти пионерские работы позволили установить связь процессов ударной ионизации с особенностями зонной структуры полупроводников InAs, InSb, GaAs, GaSb, InP, AlSb и их твердых растворов и объяснить результаты многочисленных экспериментальных исследований коэффициентов ударной ионизации носителей заряда, проводимых как российскими, так и зарубежными учеными. Показано, что трансформирование зонной структуры за счет изменения состава твердых растворов, температуры, а также ориентации кристалла в электрическом поле открывает возможность управления отношением коэффициентов ионизации носителей заряда и позволяет выбрать оптимальные параметры материалов для создания лавинных диодов с высоким усилением и низким уровнем избыточных шумов.

Проведен аналитический расчет высокоэнергетической асимптотики функции распределения носителей заряда в полупроводниках типа GaAs, InP в сильном электрическом поле и получена полевая зависимость коэффициента ударной ионизации электронов. Показано, что анизотропия энергетического спектра электронов в зоне проводимости при изменении ориентации электрического поля в кристалле приводит к анизотропии функции распределения и коэффициентов ударной ионизации.

Показана важность роли побочных X - и L -долин в процессах ударной ионизации электронами в полупроводниках, и установлена связь характеристических полей E_{01} , E_{02} в выражениях для коэффициентов ионизации с параметрами полупроводникового материала и

константами междолинной связи для рассеяния между долинами $\Gamma-X$, $X-X$ и $\Gamma-L$. Предложен метод определения этих констант из полевых зависимостей коэффициентов ионизации электронов в многодолинных полупроводниках $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$. На основе экспериментальных данных, полученных для полупроводников GaAs, InP, AlGaSb и их твердых растворов, были найдены значения констант $\Xi_{\Gamma X}$ и Ξ_{XX} , хорошо согласующиеся с расчетными результатами.

Обнаружено экспериментально и подтверждено теоретическими оценками, что в полупроводниках типа InAs, GaSb и их твердых растворах, в которых наблюдается „резонанс“ зон, т.е. близость значений ширины запрещенной зоны и спин-орбитального расщепления валентной зоны ($E_g \approx \Delta$), основной вклад в процессы ударной ионизации и оже-рекомбинации вносят дырки из спин-орбитально отщепленной зоны, для которых порог прямой ионизации имеет наиболее низкое значение ($\epsilon_{ih} \approx \Delta$) и которые могут начать ионизацию с нулевой кинетической энергии.

Установлено, что в материалах на основе GaSb и его твердых растворах, зонная структура которых сочетает две особенности — „резонанс“ зон и существование побочной низколежащей L -долины в зоне проводимости в направлении (111), отбирающей „тяжелые“ электроны из Γ -долины, может быть достигнуто максимальное отношение коэффициентов ионизации за счет практически монополярного умножения дырками с низкой пороговой энергией из спин-орбитально отщепленной зоны ($\epsilon_{ih} \approx \Delta \approx E_g$).

Представлен экспериментальный макет быстродействующего лавинного фотодиода на основе гетероструктуры с разделенными областями поглощения и умножения в системе твердых растворов GaSb–InAs–AlSb GaInAsSb/AlGaAsSb, выращенной на подложке n -GaSb (111), с большим отношением коэффициентов ионизации дырок и электронов, характеризующийся наиболее низким уровнем избыточного шума $F(M) = 1.6$ и высоким быстродействием $1/\tau_i \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

Таким образом, экспериментальные и теоретические работы, посвященные исследованию связи коэффициентов ионизации с особенностями зонной структуры полупроводниковых материалов, проведенные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, представляют собой качественный скачок в понимании физики лавинных фотодиодов, позволивший сформулировать фундаментальный физический подход к созданию практически бесшумных (noiseless) лавинных фотодиодов на основе полупроводников $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, перспективных для применения в составе высокочувствительных оптоэлектронных приемных модулей в системах высокочастотных линий телекоммуникации, лазерной дальнометрии, локации в открытом пространстве (free space), газового анализа и экологического мониторинга, а также для однофотонного детектирования слабых сигналов твердотельных лазеров в ближней и средней ИК областях спектра.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **3** (9), 714 (1959).
- [2] P.A. Wolf. Phys. Rev., **95**, 1415 (1954).
- [3] G.A. Baraff. Phys. Rev., **163**, A36 (1964).
- [4] D.J. Robbins. Phys. Status Solidi B, **97**, 387 (1980).
- [5] А.П. Дмитриев, Л.Д. Цендин. ЖЭТФ, **81** (6), 2033 (1981).
- [6] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Status Solidi B, **113**, 125 (1982).
- [7] G.E. Stillman, C.M. Wolfe. In: *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press, 1977) v. 12.
- [8] Ф. Капассо. В сб.: *Техника оптической связи. Фотоприемники*, под ред. У. Тсанга, пер. с англ. под ред. М.А. Трищенко (М., Мир, 1988) гл. 1, с. 17. [Пер. с англ.: F. Capasso. In: *Light-Wave Communications Technology*, ed. by W.T. Tsang. Ser. *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Orlando–San Diego–N.Y.–London–Toronto–Montreal–Sydney–Tokyo, Academic Press Inc., 1985) v. 22, pt. D Photodetectors, chap. 1].
- [9] A.P. Dmitriev, M.P. Mikhailova, I.N. Yassievich. Phys. Status Solidi B, **140**, 9 (1987).
- [10] А.С. Тагер, В.М. Вальд-Перлов. *Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ* (М., Сов. радио, 1968).
- [11] A.S. Tager. Sov. Phys. Solid State, **6**, 1919 (1965).
- [12] R.J. McIntyre. IEEE Trans. Electron. Dev., **13**, 164 (1966).
- [13] М.П. Михайлова, Э.В. Иванов, Л.В. Данилов, К.В. Калинина, Ю.П. Яковлев, П.С. Копьев. ФТП, **54** (12), 1527 (2020).
- [14] А.М. Филачев, М.А. Трищенко, И.И. Таубкин. *Твердотельная оптоэлектроника. Фотодиоды* (М., Физматкнига, 2011).
- [15] M.P. Mikhailova, I.A. Andreev. In: *Mid-Infrared Optoelectronics*, ed. by A. Krier [Springer Ser. in Optical Sciences (London, Springer Verlag, 2006) p. 47].
- [16] А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Ясиевич. В сб.: *Фотоприемники и фотопреобразователи* (Л., Наука, 1986) с. 67.
- [17] В.И. Корольков, М.П. Михайлова. ФТП, **17**, 569 (1983).
- [18] В.И. Корольков, М.П. Михайлова, С.В. Пономарев. Электрон. техн., сер. 4, № 1 (100), 31 (1984).
- [19] М.П. Михайлова, К.Д. Моисеев, Ю.П. Яковлев. ФТП, **53** (3), 291 (2019).
- [20] J.L. Moll, R. van Overstraeten. Solid-State Electron., **6**, 44 (1962).
- [21] А.С. Тагер. ФТП, **6** (8), 2418 (1964).
- [22] M.L. Cohen, T.K. Bergstresser. Phys. Rev., **141** (2), 489 29 (1966).
- [23] J.R. Chelikovsky, M.L. Cohen. Phys. Rev. B, **14**, 556 (1976).
- [24] З.С. Грибников. ЖЭТФ, **24**, 2112 (1978).
- [25] *Многодолинные полупроводники*, под ред. Ю.К. Пожела (Вильнюс, Мокслас, 1978) т. 1.
- [26] Y. Pozela, A. Rektaitis. Solid-State Electron., **23**, 927 (1980).
- [27] A.V. Garmatin, A.A. Kalfa, A.S. Tager. ФТП, **13**, 2251 (1979).
- [28] М.П. Михайлова. *Тез. докл. V Симп. Плазма и неустойчивости в полупроводниках* (Вильнюс, 1983) с. 144.
- [29] А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Ясиевич. Письма ЖТФ, **7** (24), 1505 (1981).
- [30] А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **17** (5), 875 (1983).
- [31] А.П. Дмитриев, М.П. Михайлова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **17** (1), 46 (1983).
- [32] М.Е. Левинштейн. ФТП, **13**, 1249 (1979).
- [33] T.P. Pearsall, R.E. Nahory, M.A. Pollack. Appl. Phys. Lett., **28** (7), 403 (1976).
- [34] T.P. Pearsall, R.E. Nahory, J.R. Chelikowsky. Phys. Rev. Lett., **39**, 295 (1977).
- [35] H. Shichijo, K. Hess. Phys. Rev. B, **23** (8), 4197 (1981).
- [36] K. Hess, J.Y. Tang, K. Brennan, H. Shichijo, G.E. Stillman. J. Appl. Phys., **53** (4), 3327 (1982).
- [37] F. Capasso, T.P. Pearsall, K.K. Thornber, R.E. Nahory, M.A. Pollack, G.B. Bachelet, J.R. Chelikowsky. J. Appl. Phys., **53** (4), 3324 (1982).
- [38] *Handbook Series of Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinstein, S. Rumyantsev, M. Shur (Singapore–N.Y.–London–Hong Kong, World Scientific Publishing, 1996) v. 1.
- [39] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89** (11), 5815 (2001).
- [40] E. Antončík. Czech. J. Phys., **B17**, 775 (1967).
- [41] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Solids, **1**, 249 (1957).
- [42] A.R. Beattie. J. Phys. Chem. Solids, **23**, 1049 (1962).
- [43] R.D. Baertch. J. Appl. Phys., **38**, 4267 (1967).
- [44] W.P. Dumke. Phys. Rev., **167**, 783 (1968).
- [45] В.В. Гаврушко, О.В. Косогов, В.Д. Лебедев. ФТП, **12**, 2351 (1978).
- [46] А.А. Gutkin, O.V. Kosogov, S.E. Kumeikov. Sov. Phys. Semicond., **14** (6), 1161 (1980).
- [47] G. Lukovsky, R.V. Emmons. Proc. IEEE, **53**, 180 (1965).
- [48] М.П. Михайлова, Д.Н. Наследов, С.В. Слободчиков. ФТП, **1**, 123 (1967).
- [49] М.П. Михайлова, С.В. Слободчиков, Н.Н. Смирнова, Г.М. Филаретова. ФТП, **10**, 978 (1976).
- [50] М.П. Михайлова, А.А. Рогачев, И.Н. Ясиевич. ФТП, **10**, 1480 (1976).
- [51] Н.В. Зотова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **11**, 1882 (1977).
- [52] И.А. Андреев, М.П. Михайлова, А.Н. Семенов, С.В. Слободчиков, Н.М. Стусь, Г.М. Филаретова. ФТП, **18** (3), 545 (1984).
- [53] O. Hilderbrandt, W. Kuebart, K.W. Benz, M.H. Pilkuhn. IEEE J. Quant. Electron., **QE-17** (2), 284 (1981).
- [54] М.З. Жингарев, В.И. Корольков, М.П. Михайлова, И.Н. Ясиевич. Письма ЖТФ, **5**, 862 (1979).
- [55] М.З. Жингарев, В.И. Корольков, М.П. Михайлова, В.В. Саонов. Письма ЖТФ, **7** (24), 1487 (1981).
- [56] C.H. Grein, H. Ehrenreich. Appl. Phys. Lett., **77** (19), 3048 (2000).
- [57] G. Lecoq, B. Orsal, R. Alabedra. IEEE J. Quant. Electron., **23** (7), 1145 (1987).
- [58] М.П. Михайлова, Д.Н. Наследов, С.В. Слободчиков. ФТП, **10**, 860 (1976).
- [59] Б.А. Матвеев, М.П. Михайлова, С.В. Слободчиков, Н.Н. Смирнова, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **13** (3), 499 (1979).
- [60] В.М. Андреев, М.З. Жингарев, О.О. Ивентьева, В.И. Корольков, М.П. Михайлова. ФТП, **15** (6), 1215 (1981).
- [61] N. Susa, H. Nakagome, H. Mikamo, O. Ando, N. Kanbe. IEEE J. Quant. Electron., **16**, 864 (1980).

- [62] Y. Takanashi, M. Kawashima, Y. Horikoshi. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, 693 (1980).
- [63] М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Е.В. Куницына, Ю.П. Яковлев. *Proc. SPIE*, **7355**, 735511 (2009).
- [64] И.А. Андреев, М.П. Михайлова, С.В. Мельников, Ю.П. Сморгачева, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **25** (8), 1429 (1991).
- [65] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, Е.В. Куницына, Я.А. Пархоменко, Д.А. Васюков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **35** (8), 941 (2001).
- [66] Е.В. Куницына, И.А. Андреев, Г.Г. Коновалов, Э.В. Иванов, А.А. Пивоварова, Н.Д. Ильинская, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **52** (8), 1094 (2018).
- [67] И.А. Андреев, М.А. Афраилов, А.Н. Баранов, Н.Н. Марьянская, М.А. Мирсагатов, М.П. Михайлова, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **15** (17), 71 (1989).
- [68] V. Diadiuk, S.H. Groves, C.E. Hurwitz. *Appl. Phys. Lett.*, **37** (9), 807 (1980).
- [69] H. Law, K. Nakano, L. Tomasetta. *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-15** (7), 549 (1979).
- [70] Т. Канеда. В сб.: *Техника оптической связи. Фотоприемники*, под ред. У. Тсанга, пер. с англ. под ред. М.А. Трищенко (М., Мир, 1988) гл. 3, с. 292. [Пер. с англ.: T. Kaneda. In: *Lightwave Communications Technology*, ed. by W.T. Tsang. Ser. *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Orlando–San Diego–N. Y.–London–Toronto–Montreal–Sydney–Tokyo, Academic Press Inc., 1985) v. 22, pt D *Photodetectors*, chap. 3].
- [71] И.А. Андреев, М.А. Афраилов, А.Н. Баранов, С.Г. Конников, М.А. Мирсагатов, М.П. Михайлова, О.В. Салата, В.Б. Уманский, Г.М. Филаретова, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **15** (7), 15 (1989).
- [72] F. Ma, S. Wang, X. Li, K.A. Anselm, X.G. Zheng, A.L. Holmes, J.C. Campbell. *J. Appl. Phys.*, **92** (8), 4791 (2002).
- [73] M.E. Woodson, M. Ren, S.J. Maddox, Y. Chen, S.R. Bank, J.C. Campbell. *Appl. Phys. Lett.*, **108** (8), 081102 (2016).
- [74] M. Ren, S.J. Maddox, M.E. Woodson, Y. Chen, S.R. Bank, J.C. Campbell. *Appl. Phys. Lett.*, **108** (19), 191108 (2016).
- [75] С.Р. Форрест. В сб.: *Техника оптической связи. Фотоприемники*, под ред. У. Тсанга, пер. с англ. под ред. М.А. Трищенко (М., Мир, 1988) гл. 4, с. 379. [Пер. с англ.: S.R. Forrest. In: *Light-Wave Communications Technology*, ed. by W.T. Tsang. Ser. *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson and A.C. Beer (Orlando–San Diego–N. Y.–London–Toronto–Montreal–Sydney–Tokyo, Academic Press Inc., 1985) v. 22, pt D *Photodetectors*, chap. 4].
- [76] R.C. Smith, S.D. Personick. In: *Semiconductor Devices for Optical Communications*, ed. by H. Kressel. Ser. *Topics in Appl. Phys.* (Berlin, Springer Verlag, 1982) v. 39, p. 89.
- [77] И.А. Андреев, А.Н. Баранов, М.В. Возницкий, М.П. Михайлова, Т.Н. Сиренко, Ю.П. Яковлев. *Опт.-мех. пром.*, **7**, 19 (1991).
- [78] А.М. Филачев, М.А. Трищенко, И.И. Таубкин. *Состояние и магистральные направления развития твердотельной оптоэлектроники* (М., Физматкнига, 2010).
- [79] J. Benoit, M. Boulou, C. Soulage, J. Jullie, H. Mani. *J. Opt. Commun.*, **9** (2), 5558 (1988).
- [80] M. Nada, F. Nakajima, T. Yoshimatsu, Y. Nakanishi, S. Tsumi, Y. Yamada, K. Sano, H. Matsuzaki. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 140502 (2020).

Редактор Л.В. Шаронова

Monopolarity of hot charge carrier multiplication in A^{III}B^V semiconductors at high electric field and noiseless avalanche photodiodes (a review)

M.P. Mikhailova, A.P. Dmitriev, I.A. Andreev, E.V. Ivanov, E.V. Kunitsyna, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of theoretical and experimental studies of impact ionization processes and charge carrier heating in multi-valley A^{III}B^V semiconductors at high electric field are presented and their relationship with the features of the band structure is discussed. A role of subsidiary *L*- and *X*-valleys, complex structure of the valence band and orientation dependence of the ionization coefficients are taken into account. A new approach to the choice of semiconductor materials with a large ratio of the ionization coefficients of holes and electrons to create the noiseless avalanche photodiodes due to monopolarity of hot charge carrier multiplication is proposed.