

Д. ф.-м. н. В. И. СТАФЕЕВ

Россия, г. Москва, Научно-производственное объединение «Орион»
E-mail: root@orion.extech.ru

Дата поступления в редакцию
07.05 2007 г.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУИЗОЛЯТОРОВ

Рассмотрены физические явления в полупроводниках и приборы на их основе. Проведен анализ работ в этой области за последние сорок лет.

Современные материалы электронной техники можно условно разделить на пять групп:

— сверхпроводники — материалы с нулевым электрическим сопротивлением в криогенной области температур. В настоящее время они еще не получили большого применения в электронике, хотя на их основе уже создан ряд интересных приборов;

— проводники — материалы с высокой электропроводностью (но отличной от нулевого электросопротивления) в рабочей области температур. Зависимость электропроводности от температуры в этих материалах используется для создания измерителей температуры и в ряде других электронных приборов. Однако основное их применение — создание линий связи и передачи энергии, организация токопроводящих соединений между активными элементами в электронных схемах;

— полупроводники — проводники с существенно меньшей электропроводностью, отличающиеся тем, что в них два типа носителей электрического заряда, причем их концентрация может изменяться в широких пределах под воздействием внешних факторов (облучение, электрический ток и другие). На их базе созданы основные приборы современной микро- и нанoeлектроники;

— изоляторы — материалы с очень высоким удельным электрическим сопротивлением. Основная сфера их применения в электронике — создание изолирующих, защитных и диэлектрических слоев в электронных схемах. Разработанные на изоляторах активные электронные элементы еще не получили широкого применения;

— полупроводники — материалы со средней между полупроводниками и изоляторами электропроводностью. В них, как и в полупроводниках, концентрация носителей заряда может изменяться в широких пределах под воздействием внешних факторов, причем концентрация неравновесных неосновных носителей может существенно превысить концентрацию равновесных основных. К этому классу материалов относятся высокочистые полупроводники с большой шириной запрещенной зоны. Другие типы

полупроводников также могут перейти в разряд полупроводников при пониженных температурах.

Исследования полупроводников и структур на их основе привели к открытию ряда новых физических явлений. На их основе создан ряд принципиально новых электронных приборов [1—8 и др.].

Ниже описаны электронные приборы, созданные на основе полупроводников.

Фотоприемники для дальней инфракрасной области спектра

Для создания фотоприемников дальнего ИК-диапазона спектра используются высокоомные полупроводники — полупроводники, легированные примесями с “мелкими” уровнями в запрещенной зоне. Наиболее широко используются германий и кремний. В таблице приведены значения энергии активации ряда основных примесей и соответствующие граничные длины волн фоточувствительности.

Энергия активации примесей и соответствующие области фоточувствительности германия и кремния

Основной материал	Примесь	Энергия ионизации, эВ	Длина волны λ , мкм
Ge	Au	0,15	8,3
	Hg	0,09	14
	Cd	0,06	21
	Cu	0,041	30
	Zn	0,033	38
	B	0,0104	120
Si	In	0,155	8
	Ga	0,072	17
	Bi	0,07	18
	As	0,054	23
	P	0,045	28
	B	0,044	28
	Sb	0,043	29
	Al	0,068	18
Au	0,15	8,3	

Оптимальная рабочая температура примесных фотоприемников $T \approx 400/\lambda$ К (λ — длина волны в мкм) примерно в два раза ниже, чем у фотоприемников с фоточувствительностью в области собственного поглощения. Более низкая рабочая температура существенно сокращает область их применения, т. к. приводит к значительному повышению массы, габаритов и энергопотребления фотоприемных устройств.

В настоящее время наиболее перспективной областью применения фоторезисторов на основе легированных полупроводников считается обнаружение слабонагретых объектов на уровне низких фоновых засветок. Наибольший интерес они представляют для систем тепловидения космических объектов на фоне космоса, в частности в программах типа “звездных войн”. Объекты в космосе имеют низкую температуру. Максимум их теплового излучения расположен в области 20—30 мкм. Для создания фоторезисторов для таких применений используются полупроводники, легированные примесями с мелкими уровнями. Рабочие температуры таких фотоприемников в пределах 10—20 К.

Для космических головок самонаведения в начале 1970-х годов в НИИ прикладной физики были созданы многоэлементные фоторезисторы на основе легированного бором кремния [9] (спектральный диапазон fotocувствительности до 28 мкм, рабочая температура 14 К). Позднее для этих целей были созданы фоторезисторы на основе легированного Ga кремния.

Важную роль в развитии инфракрасной техники сыграли фоторезисторы на основе германия, легированного ртутью. Рабочая температура фотоприемников на этом материале около 55 К. В США в начале 1960-х годов с использованием таких фотоприемников были созданы тепловизоры, примененные в военных действиях во Вьетнаме. Полученный там опыт использования тепловизоров сыграл большую роль в развитии систем тепловидения во многих странах мира.

Для научных исследований используется германий, легированный мелкими примесями (например бором), с границей fotocувствительности до 100 мкм при охлаждении до температуры жидкого гелия.

Инжекционные фотодиоды

Впервые высокая fotocувствительность фотодиодов на полуизоляторах была обнаружена при исследовании диодов на основе германия с примесью золота [10]. Теория вольт-амперных характеристик в диодных структурах на основе высокоомных полупроводников получила развитие в 1958 г. [3]. Подробные исследования физических процессов в так называемых “длинных” диодах на основе высокоомных полупроводников — полуизоляторов позволили предложить новые классы полупроводниковых приборов, в том числе фотоприемников с большим внутренним усилением фотосигналов, позднее названных инжекционными фотодиодами (ИФД). Инжекционные фотодиоды обладают высокой fotocувствительностью в широкой области спектра — от инфракрасного вплоть до далекого инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов.

Физические основы. В инжекционных фотодиодах n - p -переход или другой потенциальный барьер (например барьер Шоттки) изготавливается в высокоомном полупроводнике с большой длиной диффузионного смещения. Толщина базовой области (расстояние от n - p -перехода до второго контакта) в не-

сколько раз больше длины диффузионного смещения неосновных носителей — “длинные” диоды [3—6].

Инжекционные фотодиоды, в отличие от обычных, работают при подаче на барьер смещения в пропускном направлении. Основная часть приложенного внешнего напряжения падает на высокоомной базовой области. При протекании прямого тока n - p -переход инжектирует в базовую область неосновные носители, для компенсации объемного заряда которых из второго контакта в базовую область втекает равное количество основных носителей. При высоких уровнях инжекции концентрация неравновесных носителей значительно превышает концентрацию равновесных, и они определяют проводимость базовой области.

Освещение рождает дополнительные носители и, следовательно, снижает сопротивление базы, что приводит к перераспределению приложенного внешнего смещения. Напряжение на n - p -переходе возрастает, что усиливает инжекцию носителей в базу и дополнительно снижает ее сопротивление. Последнее вызывает повышение напряжения на n - p -переходе с соответствующим ростом инжекционного тока и т. д. Эта положительная обратная связь и обеспечивает инжекционное усиление первичного фототока.

Однако освещение не только повышает концентрацию носителей, но и влияет на параметры, определяющие их распределение в базовой области (время жизни, биполярная подвижность и др.). Это обеспечивает дополнительное “параметрическое” усиление фототока [11—14]. Таким образом, в инжекционных фотодиодах существует два механизма усиления фотоэлектрических сигналов.

В субмиллиметровой области спектра fotocувствительность определяется поглощением излучения свободными носителями. Поглощенное носителями излучение повышает их энергию и изменяет подвижность. Подвижность определяет распределение неравновесных носителей в базовой области ИФД и, следовательно, ее проводимость со всеми вытекающими последствиями. Поглощение пропорционально концентрации свободных носителей, и fotocувствительность ИФД возрастает с ростом инжекционного тока. Коэффициент поглощения увеличивается с ростом длины волны поглощаемого излучения, поэтому fotocувствительность на этом эффекте простирается до субмиллиметрового диапазона спектра [15, 16].

Инжекционные фотодиоды могут быть созданы и в структурах без потенциальных барьеров в условиях равновесия, например в структурах, в которых имеется скачок концентрации ловушечных центров, скачок времени жизни или других характеристик неравновесных носителей [17]. При освещении на такой границе возникает скачок концентрации неравновесных носителей и соответствующий потенциальный барьер, способный при подаче электрического смещения инжектировать носители в примыкающие к ней области полупроводниковой структуры. Это приводит к эффекту инжекционного усиления фототока.

Инжекционный механизм усиления обеспечивает примерно одинаковое усиление как фотосигналов, так и шумов [18]. Поэтому обнаружительная способность инжекционных фотодиодов не хуже, чем у фоторезисторов из того же материала в тех же условиях (область спектра, температура и др.) — “эквивалентных” фоторезисторов.

В инжекционных фотодиодах с “омическим” контактом (контактом с высокой скоростью рекомбинации) наиболее высокое сопротивление имеет область вблизи омического контакта. Поэтому наиболее высокая фоточувствительность ИФД, в отличие от обычных фотодиодов, должна наблюдаться при освещении со стороны, противоположной $n-p$ -переходу [19]. При освещении области со стороны $n-p$ -перехода возможно даже уменьшение тока — отрицательный фотоэффект (рис. 1).

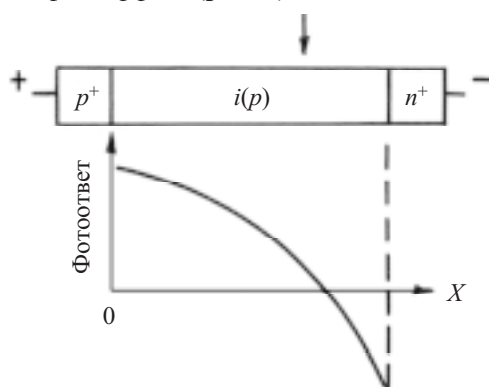


Рис. 1. Зависимость фоточувствительности от места освещения базовой области

В инжекционных фотодиодах с $p-i-n$ -структурой длина базовой области должна быть больше примерно в два раза. В такой структуре наименьшая концентрация неравновесных носителей (и, следовательно, наибольшее сопротивление) характерны для средней части базы. Поэтому максимальная фоточувствительность будет наблюдаться при освещении именно этой области.

Параметры, определяющие распределение инжектированных в базу носителей, явно зависят от интенсивности “примесного” поглощения, непосредственно изменяющего заполнение примесных уровней и уровней ловушек. Это приводит не только к непосредственному изменению концентрации неравновесных носителей, но и к изменению времени жизни, амбиполярной подвижности и других параметров неравновесных носителей. Последнее вызывает изменение распределения и глубины проникновения неравновесных носителей в базовой области диода. Поэтому изменяется ее проводимость со всеми вытекающими последствиями: перераспределение напряжения между базой и $n-p$ -переходом, дополнительный рост инжекции и т. д. Именно этот эффект вносит основной вклад в усиление фототока в области примесного поглощения [11—14]. По этим причинам фоточувствительность в примесной области поглощения с ростом инжекционного тока возрастает значительно быстрее и может даже превы-

сить фоточувствительность в области собственного поглощения.

На рис. 2 представлены спектральные характеристики инжекционного фотодиода и эквивалентного фоторезистора из германия с примесью золота при различных напряжениях смещения U при температуре 78 К [20]. Фоточувствительность инжекционных фотодиодов намного больше, чем у фоторезисторов, и резко возрастает с ростом электрического смещения в пропускном направлении.

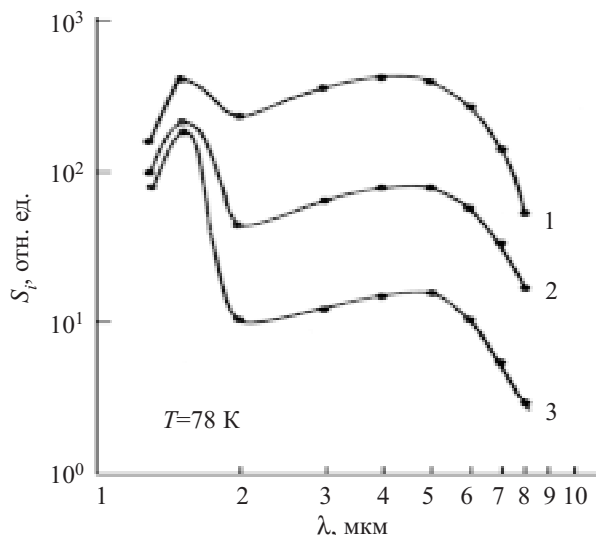


Рис. 2. Спектральные характеристики инжекционного фотодиода и фоторезистора из германия p -типа с примесью золота:

S_p — амперваттная фоточувствительность; λ — длина волны; 1 — фотодиод, $U=30$ В; 2 — фотодиод, $U=10$ В; 3 — фоторезистор, $U=10$ В

На рис. 3 представлено распределение спектральной фоточувствительности ИФД на основе легированного ртутью германия p -типа с толщиной базовой области 2,2 мм при 55 К и различных значениях напряжения смещения [21]. При малых прямых то-

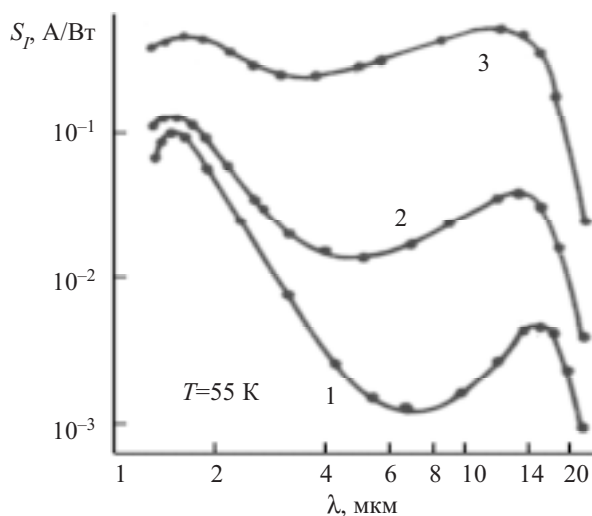


Рис. 3. Спектральное распределение фоточувствительности S_p инжекционного фотодиода из германия p -типа с примесью ртути при различном напряжении смещения:

1 — $U=1$ В; 2 — $U=10$ В; 3 — $U=20$ В

ках фоточувствительность в области собственного поглощения намного больше, чем в области примесного поглощения. С ростом пропускного тока “примесная” фоточувствительность резко возрастает и превышает фоточувствительность в области собственного поглощения. Коэффициент инжекционного усиления может превышать 10^3 — 10^6 .

В инжекционных диодах на основе германия, легированного индием, при $\lambda=3,1$ мкм токовая фоточувствительность S_I достигала 900 А/Вт, вольт-во-чувствительность — примерно $5 \cdot 10^8$ В/Вт, пороговая фоточувствительность — в пределах 10^{-15} — 10^{-16} Вт/Гц $^{-1/2}$. В ИФД на основе кремния с примесью цинка она составляла порядка 10^{-14} Вт/Гц $^{-1/2}$.

Инжекционные фотодиоды созданы и исследованы на многих полупроводниковых материалах [22—24 и др.] — легированные примесями Ge, Si, соединения A^3B^5 (InSb, InAs и др.). Для фотоприемников ультрафиолетового диапазона используются широкозонные полупроводники GaP, GaAs, твердые растворы этих соединений GaP_xAs_{1-x} [25—27 и др.], ZnS, GaSe и др. [28, 29]. Они обладают высокой фоточувствительностью (до 200 нм).

Фотодиоды на основе GaP имеют максимум фоточувствительности при $\lambda_{max} \approx 430 \dots 440$ нм. Для фотодиодов с фоточувствительной площадкой диаметром 15 мм при λ_{max} типичное значение порога в пределах $(1 \dots 2) \cdot 10^{-14}$ В·Гц $^{-1/2}$. Они обладают широким динамическим диапазоном, линейность в пределах 10^{-12} — 10^{-5} Вт/см 2 .

Наилучшими параметрами в ультрафиолетовой области спектра обладают ИФД на основе легированного Cr арсенида галлия и ИФД с гетеропереходом GaAlAs–GaAs: область спектральной чувствительности 300—1300 нм с максимумом вблизи 800 нм. Примесная фоточувствительность наблюдается вблизи $\lambda \approx 1300$ нм и особенно велика при $T=77$ К. Наибольшей фоточувствительностью ИФД обладают при освещении со стороны, противоположной n - p -переходу. Фоточувствительность в λ_{max} достигает 500 А/Вт. Созданы ИФД с пороговой чувствительностью (NEP) при 300 К порядка 10^{-14} Вт·Гц $^{-1/2}$, а при 77 К порядка 10^{-15} Вт·Гц $^{-1/2}$. Динамический диапазон ИФД на основе GaAs с Cr при 300 К достигает 4—5 порядков.

Высокой фоточувствительностью обладают ИФД и на других широкозонных материалах. Например, на основе GaSe в области длин волн 0,36—0,65 мкм токовая фоточувствительность S_I порядка 10^2 А/Вт. В фотодиодах на основе ZnS при $\lambda=0,3$ мкм фоточувствительность $S_I \approx 10^3$ А/Вт.

Инжекционные фотодиоды обеспечивают на несколько порядков более высокую фоточувствительность в широком спектральном диапазоне, включая УФ-диапазон, ближний и дальний (вплоть до субмиллиметрового) инфракрасный диапазон спектра при сохранении высокой обнаружительной способности.

Важным достоинством ИФД является то, что они работают при токах в пропускном направлении. Это

существенно снижает требования к качеству n - p -переходов, к поверхностным утечкам и поверхностной рекомбинации. Это способствует снижению технологических требований, снижению трудоемкости и себестоимости, повышению надежности и стабильности параметров. Все эти факторы открывают возможность создания многоэлементных матричных фотоприемных устройств. Высокая фоточувствительность существенно снижает требования к электронным схемам управления и формирования видеосигналов в аппаратуре, упрощает практическое использование фотоприемных устройств на основе ИФД.

В инжекционных диодах в вольт-амперной характеристике в пропускном направлении возможно появление участка отрицательного дифференциального сопротивления [4—6, 14, 20, 21, 30, 31 и др.]. Напряжение срыва убывает с освещением, поэтому ИФД могут использоваться и как управляемое светом реле.

В качестве примера практической эффективности применения инжекционных фотодиодов можно привести инфракрасный радиометр на основе инжекционного фотодиода из арсенида галлия [32].

Инжекционные фотоприемники подробно описаны в ряде обзоров, монографий и учебных пособий [9, 14, 30, 33—37].

Инжекционный перенос тепла

Термоэлектрические явления на равновесных носителях в полупроводниках открыты еще в 19-м веке, подробно исследованы и получили широкое применение в 20-м веке.

Термоэлектрические явления на неравновесных носителях впервые исследованы автором в 1960 г. [7] при прохождении электрического тока в представленной на рис. 4 полупроводниковой структуре с n - p -переходом.

В работе предсказано новое термоэлектрическое явление — **перенос тепла инжектированными носителями** при прохождении электрического тока в пропускном направлении в диодной структуре с n - p -переходом. Были рассчитаны коэффициенты Пельтье и термо-эдс, а также возникающая разность температур в зависимости от величины инжекционного тока. Позднее разработка теории явления, оценка его роли в различных полупроводниковых структурах и перспектив использования в термоэлектрических охлаждающих устройствах проводилась в работах [38—41].

Экспериментально инжекционный перенос тепла открыт и исследован в диодных структурах на основе твердого раствора CdTe–HgTe [42—44]. Подробный теоретический анализ протекающих процессов провел аспирант НИИПФ А. Г. Алексеев в 1976 г. в работе “Термоэлектрическое охлаждение в полупроводниковом инжекционном диоде” (неопубликованные данные).

Физические основы [7]. Прохождение тока в пропускном направлении в полупроводниковой структуре с n - p -переходом сопровождается рождением электронов на контакте металла с n -полупроводни-

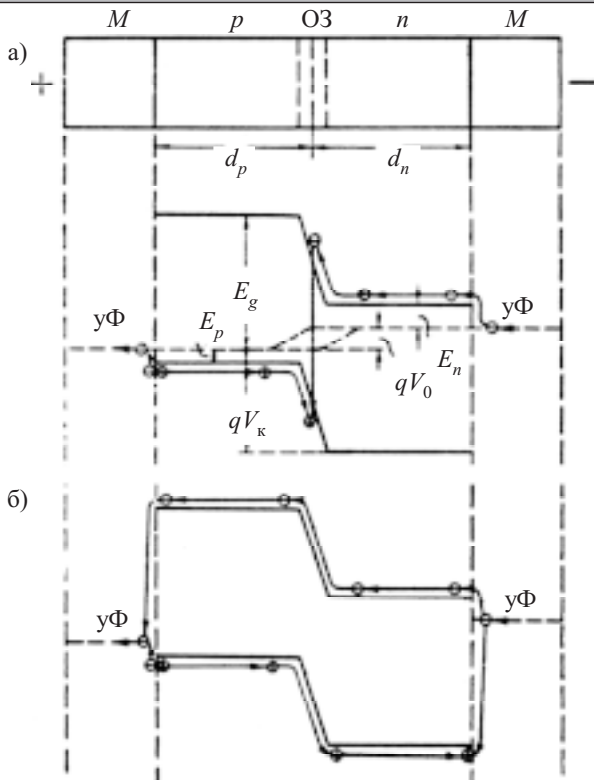


Рис. 4. Перенос тепла в полупроводниковом диоде с n - p -переходом (M — металл, q — заряд электрона):

a — диод с рекомбинацией в слое объемного заряда; b — инжекционный диод; ОЗ — область объемного заряда; уФ — уровень Ферми; E_g, E_p, E_n — соответственно ширина запрещенной зоны, расстояние от уровня Ферми до верха валентной зоны, расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости; V_k — контактная разность потенциалов; V_0 — приложенное смещение

ком и дырок на контакте металла с p -полупроводником. Электроны и дырки преодолевают соответствующие потенциальные барьеры с поглощением энергии решетки. Затем они рекомбинируют в слое объемного заряда n - p -перехода, в квазинейтральных областях базы и на контактах полупроводника с металлом с выделением энергии. Инжектированные носители переносят энергию.

Область основной рекомбинации неравновесных носителей определяется уровнями легирования контактирующих областей полупроводников, шириной их запрещенных зон, соотношением длины диффузионного смещения неравновесных носителей L_n и L_p с толщиной соответствующих баз d_p и d_n .

В полупроводниковых структурах, в которых $L_n \ll d_p$ и $L_p \ll d_n$ (рис. 4, a), при прохождении прямого тока забираемое носителями у решетки вблизи контактов с металлом тепло переносится и выделяется при рекомбинации вблизи от n - p -перехода. Контакты с металлом охлаждаются. Непосредственный контакт n - и p -областей в них может быть заменен контактом через промежуточный слой металла.

В зависимости от соотношения электронного и дырочного токов будет охлаждаться соответствующий контакт с металлом. В структурах с малым временем жизни и высоким уровнем легирования контактирующих областей практически вся рекомбина-

ция носителей происходит в слое объемного заряда. В ней и выделяется все забираемое у решетки на контактах с металлами тепло. В таких структурах термоэлектрические явления подобны явлениям при **обычном эффекте Пельтье**.

Однако при больших длинах диффузионного смещения ($d_n \ll L_p$ и $d_p \ll L_n$) в слаболегированных полупроводниках в диодных структурах с омическими контактами рекомбинация-генерация носителей вблизи слоя объемного заряда n - p -перехода перестает играть роль (рис. 4, b). При прохождении тока в пропускном направлении инжектированные носители доходят до контактов с металлом, на которых они и рекомбинируют. Происходит охлаждение n - p -перехода и нагрев контактов с металлом. При обратном направлении тока носители “разогреваются” при прохождении сильного электрического поля в слое объемного заряда n - p -перехода. Приобретенную избыточную энергию они отдают решетке в пределах нескольких длин свободного пробега вблизи n - p -перехода. В таких структурах направление переноса тепла **неосновными носителями** как при прямом, так и при обратном токе **противоположно** переносу тепла при **обычном эффекте Пельтье**.

В структуре, в которой p -область имеет низкую, близкую к собственной, проводимость, а n -область сильно легирована ($p_p \ll n_n$), протекающий в пропускном направлении ток будет чисто электронным. Каждый электрон будет переносить энергию

$$Q = E - E_p + 2kT - qV_0,$$

где k — постоянная Больцмана.

Средняя энергия носителей в зонах принята равной $2kT$. В такой структуре вся рекомбинация инжектированных носителей будет происходить на контакте p -полупроводника с металлом, на котором и выделяется вся переносимая энергия. Этот контакт будет нагреваться, а n - p -переход и контакт n -области с металлом — охлаждаться. В противоположном случае ($p_p \gg n_n$) ток будет чисто дырочный, и нагреваться будет контакт n -области с металлом, а n - p -переход, как и в предыдущем случае, будет охлаждаться.

Основные термоэлектрические характеристики в таких структурах могут быть оценены из известных термоэлектрических соотношений:

— коэффициент Пельтье —

$$\Pi = Q/q = (E_g - E_p + 2kT - qV_0)/q;$$

— коэффициент термо-эдс —

$$\alpha = \Pi/T = (E_g - E_p + 2kT - qV_0)/Tq;$$

— максимальный перепад температур —

$$T_{\max} = \{(E_g - E_p + 2kT - qV_0)/q\}^2 (I + I_s)q/kT\chi,$$

где $V_0 = kT/q \ln(I/I_s - 1)$, I — протекающий ток, I_s — ток насыщения, χ — теплопроводность.

Величина термо-эдс может быть очень большой, например в германии при комнатной температуре α может достигать 2,5 мВ/К. При нулевом смещении такие большие величины термо-эдс были обнаружены экспериментально [45]. При нулевом внешнем смещении ($V_0 = 0$) они совпадают с известными формулами для обычного эффекта Пельтье на равновесных носителях в аналогичных структурах.

В инжекционных структурах концентрация инжектированных носителей возрастает с ростом тока, поэтому коэффициент Пельтье и термо-эдс с ростом тока убывают в отличие от полупроводниковых структур с равновесными носителями.

Концентрация инжектированных носителей максимальна у $n-p$ -перехода и убывает при приближении к контакту с металлом, поэтому они движутся за счет диффузии. Это уменьшает электрическое поле и омические потери в базовой области.

Инжекционный перенос тепла в полупроводниковых структурах с $n-p$ -переходом исследовался позднее рядом авторов. В работе Холла 1961 г. [38] проведен анализ возможности использования структур в полупроводниках с большой длиной диффузионного смещения, которая значительно больше расстояния $n-p$ -перехода до контактов с металлом. Оценена возможность использования таких структур для преобразования перепада температуры для выработки электрического тока. Во второй части этой работы анализируется переносимое инжектированными носителями тепло и оценивается возникающая разность температур в таких структурах. К сожалению, автором не учитывается кинетическая энергия носителей в валентной зоне и в зоне проводимости. Автор принимает энергии электронов и дырок в зонах равными энергии дна и верха соответствующих зон. Кроме того, автор принимает подвижности электронов и дырок одинаковыми, концентрации основных носителей в контактирующих областях полупроводников также принимаются одинаковыми и не зависящими от протекающего тока. Также вызывают недоумение граничные условия на контакте с металлами: концентрация электронов равна нулю. При расчетах не учитывается падение напряжения в базовых областях. Имеется еще ряд неприемлемых допущений. По этим причинам представляется ошибочным вывод автора, что использование инжекционных структур с большими длинами диффузионного смещения менее эффективно, чем структур с обычным эффектом Пельтье. Это противоречит результатам других работ [41] и результатам экспериментальных исследований [42—44].

В работе Мелехи [39] по модели [7] (но также без ссылок на эту работу) проанализирован перенос тепла в “тонких” многослойных структурах типа $p-n-p-n$ при протекании тока в пропускном направлении. Анализ проведен также без учета кинетической энергии носителей в зонах.

В работе Байлиса [40] приведен краткий аналитический обзор результатов вышеупомянутых работ. Автором подчеркивается необходимость учета кинетической энергии носителей в зонах и отмечается, что она равна mkT , причем $2 < m < 4$ в зависимости от механизма рассеяния.

В работе Лукшиера и Коломойца [41] проведено уточнение расчетов работы автора [7]. Приведены расчетные величины термо-эдс и перепада температур при комнатной температуре в зависимости от соотношения длины диффузионного смещения и толщин базовых областей. Оценены достижимые перепады температур при комнатной температуре в

диодных структурах на основе Ge и Bi_2Te_3 . Подтверждено, что в “тонких” инжекционных структурах при высоких уровнях инжекции перепад температур может превышать достижимые при “обычном” эффекте Пельтье значения. В инжекционных структурах эффект определяется подвижностью неосновных носителей, которая в десятки раз больше подвижности основных носителей, определяющих перепад температур при обычном эффекте Пельтье.

Распределение тепловыделения в диодных структурах разных типов рассмотрено в монографии [46]. Роль переноса тепла неосновными носителями в диодных и тиристорных структурах по модели [7] подробно проанализирована в работе [47].

Инжекционное охлаждение в диодных структурах на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$. В твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) высока подвижность электронов. При азотной температуре она составляет около $2 \cdot 10^5$ $cm^2/(V \cdot s)$, а дырок — примерно 400 $cm^2/(V \cdot s)$. Соответственно, большая длина диффузионного смещения [48]. В КРТ возможно создание высокоэффективных $n-p$ -переходов. КРТ имеет низкую теплопроводность χ : при 77 К она равна порядка $0,015$ Вт/(см·К), а при комнатной температуре — $0,01$ Вт/(см·К) [49]. По этим причинам для исследований были выбраны диодные структуры с $n-p$ -переходом на основе слоев КРТ p -типа проводимости. Толщина эпитаксиального слоя примерно 200 нм, размер $n-p$ -перехода 2×3 мм.

На рис. 5 приведена зависимость температуры охлаждения от протекающего тока в инжекционных диодах. В лучшем образце при токе $\approx 0,3$ А и температуре 77 К было достигнуто охлаждение 5,1 К, при комнатной температуре достигнуто охлаждение 23 К. Расчетная величина снижения температуры при 77 К (без учета рекомбинации носителей в нейтральной p -области) составила примерно 13 К (расчет прове-

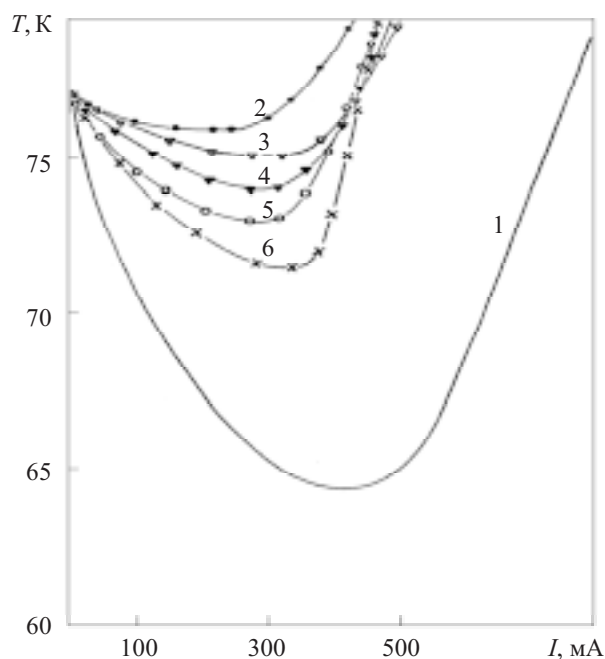


Рис. 5. Термо-амперные характеристики инжекционных диодов на основе КРТ при температуре подложки $T=77$ К: 1 — расчет; 2—6 — экспериментальные результаты

ден аспирантом НИИПФ А. Г. Алексеевым). Наблюдаемая температура охлаждения, естественно, ниже расчетной вследствие рекомбинации части носителей в базовой области.

В инжекционном “охладителе” эффект определяется неосновными носителями — электронами, подвижность которых более чем на два порядка выше подвижности дырок — основных носителей в базовой области. Расчетная величина достижимого охлаждения при обычном эффекте Пельтье в КРТ *p*-типа проводимости при оптимальном легировании полупроводника в соответствии с соотношением подвижностей неосновных и основных носителей в данном материале будет в сотни раз меньше.

При обычном эффекте Пельтье при 77 К в эквивалентном полупроводнике с противоположным, по сравнению с базой инжекционного термоохлаждителя, типом проводимости расчетная величина достижимого охлаждения около 4,6 К. Реально достижимая разность температур, естественно, должна быть ниже расчетной, т. к. необходимая для обеспечения высокой термоэлектрической эффективности электропроводность обеспечивается созданием большой концентрации легирующей примеси, снижающей подвижность носителей. Кроме того, снижает электропроводность сильнолегированных полупроводников появление “хвостов” плотности состояний и примесных зон [48].

При инжекционном переносе тепла используются максимально чистые полупроводники с низкой концентрацией **основных** носителей. Необходимая высокая концентрация **неосновных** носителей обеспечивается инъекцией из *n-p*-перехода. Рассеяние носителей на носителях существенно менее эффективно, чем на ионах примесей, поэтому их подвижность в инжекционных термоохлаждителях будет выше, чем в аналогичных полупроводниках с той же концентрацией основных носителей того же знака.

В последние годы резко возрос интерес к термоэлектрическим явлениям в инжекционных полупроводниковых структурах.

В работе 2002 г. Пайпа и Рэма [50] проведен анализ инжекционного переноса тепла при низких уровнях инъекции при комнатной температуре в структуре, аналогичной рассмотренной в [7], с *n-p*-переходом и омическими контактами с толщиной контактирующих полупроводниковых областей порядка 1 мкм в сильно легированных полупроводниках. Авторами рассчитаны зависимости коэффициентов Пельтье и возникающей разности температур от протекающего тока для полупроводниковых материалов Si, GaAs, InSb, $Ga_{0,47}In_{0,53}As$, $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$. Полученные величины примерно такие же, как и при обычном эффекте Пельтье. Это объясняется тем, что анализ проводился для структур с сильнолегированными полупроводниковыми областями (10^{17} — 10^{19} см⁻³) и при низких уровнях инъекции.

Наибольший интерес инжекционный перенос тепла представляет для полупроводниковых лазеров, в которых снижение температуры даже на несколько градусов может существенно повысить их эффективность. Поэтому в последние годы проходят кон-

ференции, на которых активно обсуждаются эти проблемы, например [51]. Экспериментально достигнутая разность температур в таких приборах намного больше даже расчетной для приборов на “обычном” эффекте Пельтье. Проведенные исследования показали, что на основе “инжекционных” диодов возможно создание более эффективных охлаждающих устройств.

Магнитодиоды

Магнитодиоды — новый класс гальваномагнитных полупроводниковых приборов, предложен в ФТИ АН СССР автором [4—6, 34].

Магнитодиоды — “длинные” диоды в высокоомном полупроводнике–полуизоляторе с базовой областью, толщина которой в несколько раз больше длины диффузионного смещения. Они работают при смещении в пропускном направлении при высоких уровнях инъекции. В “длинных” диодах, как отмечалось выше, основная часть приложенного в пропускном направлении напряжения падает в базовой области.

Магнитное поле изменяет подвижность носителей заряда, искривляет линии тока и уменьшает глубину проникновения инжектированных носителей в базу. Это приводит к возрастанию ее сопротивления и к соответствующему перераспределению напряжения между базой и *p-n*-переходом. Напряжение на *n-p*-переходе уменьшается, соответственно уменьшается инжекционный ток — инжекционное усиление первичного воздействия. Этот эффект был назван **магнитодиодным эффектом** [46, 52—54]. Магнитодиоды обладают намного большей чувствительностью к магнитному полю по сравнению с другими сенсорами магнитного поля (магниторезисторы, датчики Холла и др.).

Искривление линий тока в базовой области приводит к снижению концентрации неравновесных носителей у одной грани и ее повышению у другой (магнитоконцентрационный эффект). Этот эффект приводит к дополнительной рекомбинации неравновесных носителей, снижению их концентрации, к соответствующему дополнительному возрастанию сопротивления базовой области и к значительному повышению магниточувствительности [55]. При разной скорости рекомбинации на противоположных гранях изменение сопротивления будет зависеть от направления магнитного поля. В диодных структурах со специально созданной на одной стороне высокой скоростью рекомбинации в магнитном поле, отклоняющем носители к этой поверхности, ток будет сильно убывать. При противоположном направлении магнитного поля роль рекомбинации на этой поверхности уменьшается, и ток с ростом магнитного поля будет возрастать. Такие магнитодиоды позволяют измерять не только величину магнитного поля, но и его знак [46, 55—60]. Магнитодиодный эффект исследован на многих полупроводниковых материалах — германии, кремнии, антимониде индия и др.

Большой вклад в исследования и разработку магнитодиодов внесли ученые НИИФП (г. Зеленоград),

Одесского государственного университета, Московского института электронной техники, Армении [55—58], Японии [59, 60] и ряда других стран. Производство магнитодиодов было организовано на заводе “Протон” в г. Зеленограде, на заводе “Позистор” в Армении, на фирме “Сони” в Японии [59, 60].

Создание магнитодиодов стимулировало обширные исследования и разработки новых магниточувствительных сенсоров на основе использования структур с неравновесными неосновными носителями: двухбазовые магнитодиоды [61], магнитотранзисторы различных типов и другие приборы [34, 46, 57, 58, 62, 63 и др.]. Разработка и исследования магнитодиодов были отмечены в 1988 г. Государственной премией СССР в области науки и техники (Викулин И. М., Гасанов Л. С., Мурыгин В. И., Стафеев В. И.).

S-диоды — приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Впервые вольт-амперная характеристика S-типа на основе полуизоляторов была открыта и исследована в диодных структурах на основе германия с примесью золота [5, 6, 10]. Исследования физических процессов, приводящих к появлению участка отрицательного сопротивления в вольт-амперной характеристике в диодных структурах с *n-p*-переходом в полуизоляторах, проведены во многих работах [5, 6, 30, 64—69 и др.].

Физические основы. В “длинных” диодных структурах с *n-p*-переходом в полуизоляторах при прохождении тока в пропускном направлении основная часть приложенного смещения падает на высокоомной базовой области. Проводимость базовой области возрастает практически по линейному закону с ростом инжекционного тока. Вольт-амперная характеристика S-типа может возникнуть только при наличии положительной обратной связи по току — любое изменение тока вызывает дальнейшее изменение тока в том же направлении, т. е. должен существовать дополнительный механизм возрастания проводимости базовой области.

В диоде должны протекать физические процессы, приводящие либо к увеличению глубины проникновения инжектированных носителей в базу, либо к дополнительному увеличению их концентрации или подвижности, либо к увеличению коэффициента инжекции, т. е. доли инжектируемых носителей в общем токе *n-p*-перехода. Глубина проникновения в базовую область неравновесных носителей определяется длиной диффузионного смещения неосновных носителей, которая определяется временем жизни и подвижности носителей. В легированных полупроводниках время жизни зависит от заполнения примесных уровней. Возрастание концентрации инжектированных неравновесных носителей изменяет заполнение примесных уровней и изменяет время жизни носителей. Возрастание времени жизни увеличивает глубину проникновения инжектированных носителей и вызывает дополнительное снижение проводимости базы. Это может приводить

к появлению участка отрицательного сопротивления в вольт-амперной характеристике.

В полупроводниках с глубокими примесными уровнями рассеяние носителей тока определяется зарядом уровней, зависящим от концентрации инжектированных носителей. С ростом инжекционного тока заполнение примесных уровней изменяется. Это может приводить к увеличению подвижности носителей и, следовательно, к появлению участка отрицательного сопротивления в ВАХ.

Амбиполярная подвижность носителей $\mu_b = \mu_n \mu_p (n - p) dn/dp / (n\mu_n + p\mu_p)$, где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, соответственно. Она зависит от соотношения концентраций свободных электронов и дырок. Амбиполярная подвижность при равных концентрациях электронов и дырок равна нулю, и их движение в базовой области носит чисто диффузионный характер. При наличии захвата инжектированных носителей на локальные уровни соотношение концентраций электронов и дырок зависит от инжекционного тока, и величина dn/dp будет отлична от 1. Поэтому амбиполярная подвижность становится отличной от нуля, и движение носителей в базовой области будет зависеть от электрического поля. Это приведет к зависимости глубины проникновения инжектированных носителей от протекающего тока. Именно этот механизм является основным в возникновении ВАХ S-типа.

Инжекционный ток *n-p*-перехода изменяет проводимость базовой области. Различного типа токи “утечки” шунтируют инжекционный ток. Соотношение этих токов характеризуется коэффициентом инжекции — γ . Инжекционный ток возрастает с напряжением быстрее тока “утечек”, что приводит к усилению инжекции. Увеличение коэффициента инжекции с током также может приводить к появлению участка отрицательного дифференциального сопротивления в диодной структуре.

Существуют и другие механизмы появления ВАХ S-типа [30].

S-диоды созданы и исследованы на многих высокоомных полупроводниках и полуизоляторах — Ge, Si, InSb, GaAs, GaP, SiC и др.

В диодных структурах с отрицательным дифференциальным сопротивлением могут формироваться “шнуры тока” [70, 71]. Возникающая локальная флуктуация с повышенной плотностью тока усиливается собственным магнитным полем. Шнурование тока сопровождается возникновением колебаний тока.

Функциональные возможности S-диодов. S-диоды обладают большими функциональными возможностями [8, 30, 69]. Они могут быть использованы в качестве электронного ключа, триггера, оптоэлектронного переключателя, генератора шума, порогового элемента, управляемой индуктивности и для многих других применений. Наибольшие перспективы S-диодов обозначились после открытия возможности создания на их основе многоэлементных структур с объемной плазменной связью.

На рис. 6 представлен процесс распространения “включенного” состояния в линейке инжекционных

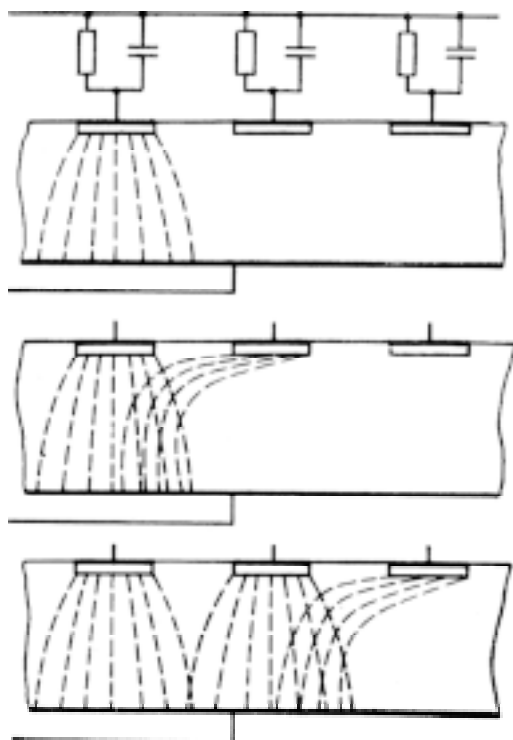


Рис. 6. Плазменная взаимосвязь в линейке S-диодов в последовательные моменты времени

S-диодов с плазменной взаимосвязью. Включение первого диода приводит к формированию в базовой области «облака» неравновесных носителей, которые шунтируют базовую область соседнего S-диода, снижают его последовательное сопротивление и напряжение включения. Диод переходит в проводящее состояние. Резко возрастает инжекция из этого диода, что приводит к включению следующего диода и т. д. Таким образом, включенное состояние распространяется вдоль линейки S-диодов.

Линейка связанных объемно-связью S-диодов является однонаправленной интегральной линией передачи сигналов с постоянной скоростью, регулируемой в пределах 10^2 — 10^5 см/с [72]. Она может быть также использована в качестве линии задержки импульсных сигналов.

Основные преимущества функциональных узлов на основе структур, связанных плазменной объемно-связью:

- Элементы работают в режиме «все или ничего», т. е. это пороговые элементы. Они не реагируют на сигналы ниже порогового. При сигнале больше порогового они отдают всю запасенную энергию и формируют сигнал строго определенной формы. В схемах на их основе легко реализуется пороговая логика.

- Между элементами может быть реализовано два типа связей: разрешающая — по объемным плазменным каналам в полупроводнике, и запрещающая — по соединяющим элементы проводникам.

- Любая логическая функция реализуется с помощью единого универсального «кирпича», включающего S-диод, резистор и, при необходимости, накопительный элемент.

- Схемы могут строиться с одним внешним выводом от активных элементов, т. к. второй вывод может быть общим, а третий реализуется по объему полупроводника.

- На все элементы подается электрическое питание одной полярности и одной величины.

- Активная область занимает практически весь объем полупроводника.

- В схемах обеспечивается возможность разветвления сигналов по многим каналам.

- N-p-переход в схемах используется только как источник инжектируемых носителей, поэтому его качество не играет существенной роли.

- Поскольку схемы реализуются на полуизоляторах, то автоматически решается проблема изоляции элементов.

Связанные плазменной объемно-связью S-диоды обеспечивают возможность простой реализации полной совокупности логических элементов и непосредственного формирования неделимых функциональных узлов и крупных блоков. Принципы их построения существенно отличаются от традиционных.

Расположение в пределах активных зон одного выходного S-диода рядом с несколькими входными S-диодами обеспечивает реализацию логической функции «или». Схема «не» реализуется использованием «запрещающей связи», сводящейся к соединению S-диодов омическим контактом по поверхности полупроводника.

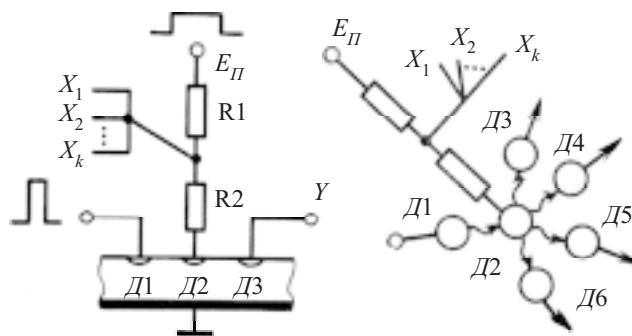


Рис. 7. Схема «или – не» на основе S-диодов с объемной связью

На рис. 7 приведена схема реализации логической функции «или–не». На рис. 8 представлен вариант реализации «полусумматора» на связанных объемно-связью S-диодах.

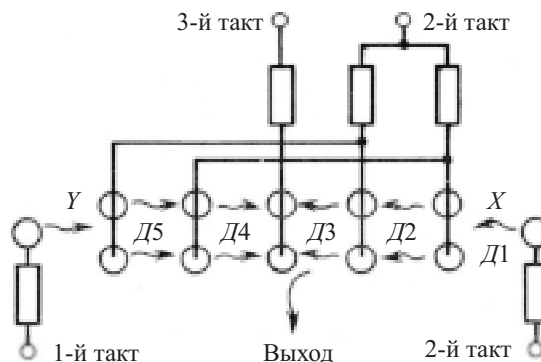


Рис. 8. Схема «полусумматора» на основе S-диодов с объемной связью

На основе связанных по объему S-диодов разработаны и реализованы полный комплект логических элементов, разработаны основы схемотехники [8, 73, 75, 77—80 и др.].

На основе структур с объемной связью разработаны твердотельные аналоги нервных волокон — аксонов, названных нейристорами [8, 73—75]. В нейристорах с постоянной скоростью распространяется проводящий канал по “телу” изолирующей пластины. Это обеспечивает возможность сканирования потенциального рельефа или же воспроизведения потенциального рельефа, аналогично электронному лучу в вакуумных трубках. Поэтому они могут быть использованы для создания твердотельных аналогов приемных и передающих телевизионных экранов, названных нейроконами [8, 76].

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Стафеев В. И. Микроэлектроника и некоторые ее проблемы // ФТП.— 1967.— Т. 1, вып. 11.— С. 1599—1607.
2. Стафеев В. И. Некоторые проблемы микроэлектроники // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника.— 1967.— Вып. 1.— С. 5—30.
3. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольт-амперной характеристики диодов // ЖТФ.— 1958.— Т. XXVIII, вып. 8.— С. 1631—1641.
4. А. с. 213194 СССР. Полупроводниковый прибор / В. И. Стафеев.— 1968.— Бюл. № 10.
5. Стафеев В. И. Модуляция длины диффузионного смещения как новый принцип действия полупроводниковых приборов // ФТТ.— 1959.— Т. 1, вып. 6.— С. 841—847.
6. Stafeev V. I., Tuchkevich V. M. A new principle in the control of a current semiconductor devices // Rep. on Nineteenth Annual Conf. Phys. Electr.— MIT, Cambridge, Massach.— 1959.
7. Стафеев В. И. Инжекционный перенос тепла // ФТТ.— 1960.— Т. II, № 3.— С. 438—444. {Stafeev V. I. Injection heat transfer // Soviet Phys.— Solid State.— 1960.— Vol. 2.— P. 406—412.}
8. Стафеев В. И. S-диодная электроника на полупроводниках // Радиотехника.— 1971.— Т. 26, № 10.— С. 5—12.
9. Стафеев В. И. Фотоприемники дальнего ИК-диапазона для обнаружения космических объектов // Прикладная физика.— 2001.— Вып. 3.— С. 44—47.
10. Лебедев А. А., Стафеев В. И., Тучкевич В. М. Некоторые свойства диодов из германия с примесью золота // ЖТФ.— 1956.— Т. XXVI, № 10.— С. 2131—2141.
11. Стафеев В. И. Фотопроводимость в полупроводниковом диоде, вызванная изменением времени жизни // ФТТ.— 1961.— Т. 3, № 9.— С. 2513—2518.
12. Гарин Б. М., Стафеев В. И. О влиянии света на статическую вольт-амперную характеристику “длинного” диода // ФТП.— 1972.— Т. 6, вып. 1.— С. 78—83.
13. Гарин Б. М., Стафеев В. И. О “примесной” фотопроводимости при инжекции в компенсированный полупроводник // Тез. докл. Всесоюз. совещ. по диэлектрической электронике.— Ташкент.— 1973.— С. 42.
14. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Стафеев В. И. Фотоприемники с инжекционным усилением.— М.: ЦНИИ “Электроника”, 1989.
15. Блохин И. К., Осипов В. В., Стафеев В. И., Холоднов В. А. Фотопроводимость p-i-n-структур при поглощении света на инжектированных носителях // Радиотехника и электроника.— 1980.— Т. XXV, № 8.— С. 1702—1707.
16. Блохин И. К., Осипов В. В., Стафеев В. И., Холоднов В. А. Фотопроводимость длинных диодов при поглощении света на инжектированных носителях и их разогреве // Там же.— 1981.— Т. XXV, № 7.— С. 1573—1580.
17. Ельцов А. В., Стафеев В. И. Фотоприемники на основе неравновесных рекомбинационно-ловушечных барьеров // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 3.— С. 549—553.
18. Залетаев Н. Б., Серебренников П. С., Стафеев В. И. О генерационно-рекомбинационных шумах при биполярной инжекции в полупроводник // Там же.— 1982.— Т. 16, вып. 2.— С. 324—330.
19. Власов А. Н., Залетаев Н. Б., Никифорова В. П., Стафеев В. И. Влияние неоднородного освещения на прямой ток в полупроводнике с p-n-переходом // Там же.— 1982.— Т. 16, вып. 6.— С. 1059—1062.
20. Залетаев Н. Б., Куликов К. М., Никифоров В. П., Стафеев В. И. Влияние освещения на свойства S-диодов из германия с примесью золота // Там же.— 1974.— Т. 8, вып. 1.— С. 39—44.
21. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Андреев В. А. и др. Фотоэлектрические свойства S-диодов из германия, легированного ртутью // Там же.— 1979.— Т. 13, вып. 3.— С. 460—462.
22. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Андреев В. А. Инжекционное усиление примесного фототока в p-InSb // Там же.— 1981.— Т. 16, вып. 5.— С. 990—992.
23. Weber W. H., Ford C. W. Double injection in semiconductors heavily doped with deep two-level traps // Sol. St. Electron.— 1970.— Vol. 13, N 10.— P. 1333—1356.
24. Мурыгин В. И. Исследование некоторых фотоэлектрических свойств полупроводникового фосфида галлия и диодных структур на его основе // ФТП.— 1973.— Т. 7, вып. 4.— С. 858—862.
25. Анисимова И. Д., Рудовол Т. В., Стафеев В. И. Исследование фотоэлектрических свойств структур с гетеропереходом p-Ga_{1-x}Al_xAs-iGaAs-n-GaAs // Там же.— 1975.— Т. 9, вып. 6.— С. 1145—1147.
26. Рудовол Т. В., Стафеев В. И., Саидов М. С. и др. Фотоэлектрические свойства p-i-n структур на основе высокоомных твердых растворов Ga_{1-x}Al_xAs, легированных никелем и хромом // Радиотехника и электроника.— 1977.— Т. XXII, № 7.— С. 1462—1465.
27. Анисимова И. Д., Мамедова А. Е., Михайлов И. И. и др. Исследование фотоэлектрических свойств n-i-n структур на основе высокоомного арсенида галлия // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 8.— С. 1159—1160.
28. Лосев В. В., Орлов Б. М., Стафеев В. И. Фотоэлектрические свойства диодов на основе высокоомного ZnS // Там же.— 1975.— Т. 9, вып. 1.— С. 41—45.
29. Абдуллаев Г. Б., Залетаев Н. Б., Мамедова А. З., Стафеев В. И. Фотодиоды и фоторезисторы на основе GaSe // Радиотехника и электроника.— 1979.— Т. XXIV, вып. 7.— С. 1430—1432.
30. Викулин И. М., Стафеев В. И. S-диоды // В сб.: Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова.— М.: Сов. радио.— 1974.— Вып. 28.— С. 23—56.
31. Виллисов В. П., Воронков В. П., Диамант В. И. Фотоэлектрические характеристики германиевых S-диодов // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 7.— С. 1342—1344.
32. Абрамян Ю. А., Анисимова И. Д., Каляева В. П. и др. Инфракрасный радиометр на основе инжекционного фотодиода из арсенида галлия // ОМП.— 1978.— № 8.— С. 72—73.
33. Анисимова И. Д., Викулин И. М., Зайтов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники.— М.: Радио и связь, 1984.
34. Викулин И. М., Стафеев В. И. Полупроводниковые датчики.— М.: Сов. радио, 1975.
35. Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими уровнями.— Ташкент: Фан, 1981.
36. Гаспарян Ф. В., Адомян З. Н., Арутюнян В. М. Кремниевые фотоприемники.— Ереван: Изд-во Ереванского ун-та, 1989.
37. Абрамян Ю. А., Гаспарян Ф. В., Мартиросян Р. М. Пороговые характеристики фотодетекторов, ИК радиометры и основные материалы современной фотоэлектроники // Ереван: Изд-во Ереванского ун-та, 2000.

38. Holl R. N. An analysis of the performance of thermoelectric devices made from long lifetime semiconductors // *Solid State Electron.*— 1961.— Vol. 2.— P. 115—122.
39. Melehy M. A. // *J. Appl. Phys.*— 1962.— Vol. 33.— P. 2100.
40. Billis W. M. Minority carrier thermoelectric cooling // *Ibid.*— 1963.— Vol. 34, N 6.— P. 1648—1649.
41. Лукшиер З. М., Коломоец Н. В. О возможностях инжекционных термоэлементов // *ФТП.*— 1973.— Т. 7.— С. 172—176.
42. Пономаренко В. П., Стафеев В. И. Исследования инжекционного переноса тепла в диодах на основе эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ // *Труды МФТИ. Сер. Радиотехника и электроника.*— 1974.— № 7.— С. 57—61.
43. Стафеев В. И., Пономаренко В. П. Инжекционный перенос тепла в диодах из $CdHgTe$ // *II Украинская науч. конф. по физике полупроводников.— Черновцы–Вижица, Украина.*— 2004.— Т. 1.— С. 62—63.
44. Стафеев В. И. Перенос тепла и другие явления в структурах с неравновесными носителями // *Мат-лы XI Междунар. науч.-техн. конф. «Высокие технологии в промышленности России (материалы и устройства функциональной электроники и нанофотоники)».*— Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана.— 2005.— С. 270—275.
45. Тауц Д. Фотоэлектрические и термоэлектрические явления в полупроводниках.— М.: Изд-во иностр. лит., 1965.
46. Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды. Новые полупроводниковые приборы с высокой чувствительностью к магнитному полю.— М.: Наука, 1975.
47. Blicher A. Thyristor physics.— New York – Heidelberg – Berlin: Spriger-Verlag, 1976.
48. Бовина Л. А., Стафеев В. И. Узкозонные твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ // *В кн.: Физика соединений $A^{IV}B^{VI}$.*— М.: Наука, 1986.— Гл. 8.
49. Берченко Н. П., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение (A^3B^5 , справочные таблицы).— М.: Воениздат, 1982.
50. Pipe K. P., Ram R. I. Bias-dependent Peltier coefficient and internal cooling in bipolar devices // *Phys. Rev. B.*— 2002.— Vol. 66.— P. 125316.
51. Pipe K. P., Ram R. I., Shakouri. Internal thermoelectric heating and cooling in heterostructure diode lasers // *Conf. on Lasers and Electro-Optics.*— Baltimore, VD.— 2001.
52. Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Магнитодиоды // *ФТТ.*— 1961.— Т. 3, вып. 3.— С. 677—686.
53. Karakushan E. I., Stafeev V. I. Magnetodiodes // *Colloc. Intern. Sur les dispositifs Semicond.*— Paris.— 1961.— Vol. 1.— P. 789.
54. Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды – полупроводниковые приборы с высокой магниточувствительностью // *Л.: ЛДНТП, 1964.*
55. Воробьев Л. Е., Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Влияние магнитного поля на распределение носителей в толще магнитодиода // *ФТТ.*— 1963.— Т. 5, вып. 4.— С. 982—989.
56. Егизарян Г. А., Мнацкян Г. А., Мурыгин В. И., Стафеев В. И. Кремниевые магнитодиоды с полярной чувствительностью к магнитному полю // *ФТП.*— 1975.— Т. 9, вып. 7.— С. 1252—1259.
57. Егизарян Г. А., Стафеев В. И. Магнитодиоды, магнитотранзисторы и их применение.— М.: Радио и связь, 1987.
58. Викулина Л. Ф., Глауберман М. А. Физика сенсоров температуры и магнитного поля.— Одесса: Маяк, 2000.
59. Yamada T. Новый высокочувствительный магниторезистивный эффект в полупроводниках // *Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников. Т. II.*— Москва.— 1968.— С. 711.
60. Arai M., Yamada G. Silicon magnetodiode supplement to the J. // *Jap. Soc. Appl. Phys.*— Vol. 40.— P. 93.
61. Каракушан Э. И., Стафеев В. И., Штагер А. П. Двухбазовый магнитодиод // *Радиотехника и электроника.*— 1964.— Т. IX, № 11.— С. 1034—1039.
62. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Магниточувствительные транзисторы // *ФТП.*— 2001.— Т. 35, вып. 1.— С. 3—10.
63. Козлов А. В., Королев М. А., Смирнов С. Ю. и др. Исследования механизмов преобразования и относительной магниточувствительности трехколлекторного биполярного магниточувствительного транзистора // *Микроэлектроника.*— 2003.— Т. 32, № 3.— С. 219—225.
64. Стафеев В. И. Исследование некоторых свойств германия с примесью золота // *ФТТ.*— 1963.— Т. 5, вып. 11.— С. 3095—3104.
65. Sondayevsky V. P., Stafeev V. I., Karakushan E. I. Study of germanium doped with Au in strong electric fields // *Pros. Inter. Conf. Phys. Semicond.*— Paris.— 1964.— P. 481—485.
66. Сондаевский В. П., Стафеев В. И. Инъекция в полупроводниках с глубокими уровнями примесей // *ФТТ.*— 1964.— Т. 6, № 1.— С. 80—91.
67. Виллисов А. А., Воронков В. П., Диамант В. Н. Исследование «длинных» германиевых диодов с отрицательным сопротивлением // *Изв. вузов СССР. Физика.*— 1975.— № 6.— С. 152—154.
68. Казаринов Р. Ф., Стафеев В. И., Суриц Р. А. Отрицательное дифференциальное сопротивление в германии с глубокими уровнями при инжекции неосновных носителей // *ФТП.*— 1967.— Т. 1, вып. 9.— С. 1293—1300.
69. Осипов В. В., Стафеев В. И. К теории «длинных» диодов с отрицательным сопротивлением // *Там же.*— 1967.— Т. 1, вып. 12.— С. 1795—1804.
70. Волков А. Ф., Коган Ш. М. О возникновении неоднородного распределения тока в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // *ЖЭТФ.*— 1967.— Т. 52, № 6.— С. 1647.
71. Алексеев М. Е., Варламов И. В., Полтарацкий Э. А., Сондаевский В. П. Некоторые свойства шнура тока в диодных структурах на основе полупроводников с глубокими уровнями // *ФТП.*— 1969.— Т. 3, вып. 12.— С. 1787—1802.
72. Амирханов А. В., Гладков В. Н., Рыбальченко В. И. и др. Интегральные активные передающие линии сигналов на основе функциональных элементов // *В кн.: Функциональные микроэлектронные устройства и их элементы.*— Таганрог: Изд-во ТРТИ.— 1974.— Вып. 2.— С. 10—17.
73. Стафеев В. И., Комаровских К. Ф., Фурсин Г. И. Нейристорные и другие функциональные схемы с объемной связью.— М.: Радио и связь, 1981.
74. Елеонский В. М., Мурыгин В. И., Стафеев В. И. Нейристоры // *Электронная техника. Сер. Микроэлектроника.*— 1967.— Вып. 7.— С. 22—38.
75. Золотарев Ю. Г., Стафеев В. И. Основы нейристорной схемотехники // *Там же.*— 1969.— Вып. 1.— С. 17—24.
76. Золотарев В. Ф. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок.— М.: Энергия, 1972.
77. Золотарев Е. Б., Комаровских К. Ф., Стафеев В. И. Простые логические схемы на S-элементах // *Микроэлектроника.*— 1974.— Т. 3, вып. 2.— С. 115—122.
78. Володин Е. Б., Золотарев В. И., Золотарев Ю. Г. и др. Функциональные логические схемы на S-элементах // *Там же.*— С. 123—131.
79. Амирханов А. В., Рыбальченко В. И., Стафеев В. И., Фурсин Г. И. Логические схемы на n-p-i-структурах с отрицательным сопротивлением // *Там же.*— С. 132—141.
80. Арутюнян В. М. Физические свойства и функциональные связи структур из кремния, компенсированного цинком // *Микроэлектроника.*— 1982.— Т. 11, вып. 6.— С. 539—550.