ДВОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ: КОНЦЕПЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЯ В ФИЗИКЕ, ЭЛЕКТРОНИКЕ И ТЕХНОЛОГИИ [1)]

Нобелевская лекция. Стокгольм, 10 декабря 2000 г.

1. Введение

Сегодня невозможно представить себе современную физику твердого тела без полупроводниковых гетероструктур. Полупроводниковые гетероструктуры, и в особенности двойные гетероструктуры, включая квантовые ямы, проволоки и точки, являются сегодня предметом исследования 2/3 исследовательских групп, работающих в области физики полупроводников.

Если возможность управления типом проводимости полупроводника с помощью легирования различными примесями и идея инжекции неравновесных носителей заряда были теми семенами, из которых выросла полупроводниковая электроника, то гетероструктуры позволили решить значительно более общую проблему управления фундаментальными параметрами в полупроводниковых кристаллах и приборах, такими как ширина за-

[1)] Перевод с англ. Б. В. Егоров.

прещенной зоны, эффективные массы носителей заряда и их подвижности, показатель преломления, электронный энергетический спектр и т. д.

Развитие физики и технологии полупроводниковых гетероструктур привело к удивительным изменениям в нашей повседневной жизни. Электроника на гетеростуктурах широко используется во многих областях человеческой деятельности. Едва ли можно представить нашу жизнь без телекоммуникационных систем, основанных на лазерах с двойной гетероструктурой (ДГС), без гетероструктурных светодиодов и биполярных транзисторов, без малошумящих транзисторов с высокой подвижностью электронов (ВПЭТ) для высокочастотных применений, включая, например, системы спутникового телевидения. ДГС-лазеры присутствуют сейчас практически в каждом доме в проигрывателях для лазерных дисков. Солнечные элементы на гетероструктурах широко используются как в космосе, так и на земле.

Наш интерес к полупроводниковым гетероструктурам не был случайным. Систематические исследования полупроводников были начаты еще в 30-е годы в Физико-техническом институте под прямым руководством его основателя — Абрама Федоровича Иоффе. В 1932 г. В. П. Жузе и Б. В. Курчатов исследовали собственную и примесную проводимость полупроводников, и в том же году А. Ф. Иоффе и Я. И. Френкель создали теорию выпрямления тока на контакте металл–полупроводник, основанную на явлении туннелирования [1]. В 1931 и 1936 гг. Я. И. Френкель опубликовал свои знаменитые работы, в которых он предсказал экситоны в полупроводниках, ввел само это название и разработал теорию экситонов, а Е. Ф. Гросс экспериментально открыл экситоны в 1951 г. [2]. Первая диффузионная теория выпрямляющего p– n-гетероперехода, которая стала осно-

вой теории n–p-перехода В. Шокли, была опубликована Б. И. Давыдовым в 1939 г. [3]. По инициативе А. Ф. Иоффе с конца 40-х годов в Физико- техническом институте были начаты исследования по интерметаллическим соединениям. Теоретическое предсказание и экспериментальное открытие полупроводниковых свойств соединений $A^{III}B^{V}$ были сделаны независимо Г. Велькером и, на примере InSb, Н. А. Горюновой и А. Р. Регелем в Физико-техническом институте [4]. Мы почерпнули очень много из того высокого теоретического, технологического и экспериментального уровня исследований, который существовал в ФТИ в то время.

Классические гетероструктуры

Идея использования гетеропереходов в полупроводниковой электронике была выдвинута на заре развития электроники. Уже в первом патенте, связанном с транзисторами на p–n-переходах, В. Шокли [5] предложил использовать широкозонный эмиттер, чтобы получить одностороннюю инжекцию. В нашем институте А.И. Губанов впервые теоретически проанализировал вольт-амперные характеристики изотипных и анизотипных гетеропереходов [6], однако важные теоретические изыскания на этой ранней стадии исследования гетероструктур были сделаны Г. Крёмером, который ввел понятие квазиэлектрических и квазимагнитных полей в плавном гетеропереходе и предположил, что гетеропереходы могут иметь чрезвычайно высокую эфективность инжекции по сравнению с гомопереходами [7]. Тогда же были выдвинуты различные предложения по использованию гетероструктур в полупроводниковых солнечных элементах.

Предложение полупроводниковых лазеров на p–n-переходах [8], экспериментальное наблюдение эффективной излучательной рекомбинации в p–n-структуре

на основе GaAs с возможностью стимулированного излучения [9] и создание лазеров и светоизлучающих диодов (СИД) на p–n-переходах [10] были теми зернами, из которых начала расти полупроводниковая оптоэлектроника. Однако лазеры были неэффективными из-за высоких оптических и электрических потерь. Пороговые токи были очень высоки, и для получения генерации требовались низкие температуры. Эффективность СИД была также очень низкой вследствие высоких внутренних потерь.

Важный шаг был сделан сразу же после создания лазеров на p–n-переходах, когда концепция лазера на двойной гетероструктуре была независимо сформулирована нами и Г. Крёмером [11]. В своей статье Г. Крёмер предложил использовать двойные гетеростуктуры для пространственного ограничения носителей в активной области. Он предположил, что «с помощью пары гетеропереходных инжекторов лазерная генерация может быть осуществлена во многих непрямозонных полупроводниках и улучшена в прямозонных».

В нашем патенте мы также отметили возможность достижения высокой плотности инжектированных носителей и инверсной заселенности с помощью «двойной» инжекции. Мы особо указали на то, что лазеры на гомопереходах «не обеспечивают непрерывного режима генерации при высоких температурах» и, как дополнительное преимущество ДГС-лазеров, мы рассмотрели возможность «увеличения излучающей поверхности и использования новых материалов для получения излучения в различных областях спектра».

Первоначально теория развивалась существенно быстрее, чем экспериментальная реализация. В 1966 г. мы предсказали [12], что плотность инжектированных носителей могла бы на несколько порядков превосходить

плотность носителей в широкозонном эмиттере (эффект «суперинжекции»). В том же году в статье [13], посланной в новый советский журнал *Физика и техника полупроводников*, я обобщил наше понимание основных преимуществ ДГС для различных приборов, особенно для лазеров и высокомощных выпрямителей: «Области рекомбинации, светового излучения и инверсии заселенности совпадают и сосредоточены в среднем слое. Благодаря потенциальным барьерам на границе полупроводников с различной шириной запрещенной зоны, даже при больших смещениях в пропускном направлении целиком отсутствует сквозное токопрохождение электронов и дырок, и рекомбинация в эмиттерах равна нулю (в отличие от гомостуктур p–i–n, p–n–n^+, n–p–p^+, где она играет доминирующую роль)... Вследствие заметной разницы в диэлектрических постоянных свет полностью локализован в среднем слое, играющем роль высококачественного волновода, и, таким образом, световые потери в пассивных областях (эмиттерах) отсутствуют».

Вот самые важные особенности полупроводниковых гетероструктур, которые мы выделили в то время: 1) суперинжекция носителей, 2) оптическое ограничение и 3) электронное ограничение.

Реализация эффекта «широкозонного окна» была очень важна для фотоприемников, солнечных батарей и светодиодов. Это позволило значительно расширить и точно контролировать спектральную область солнечных элементов и фотодетекторов и радикально улучшить эффективность светодиодов. Основные физические явления в двойных и одиночных классических гетероструктурах показаны на рис. 1. Теперь осталось только найти гетеростуктуру, где эти явления могли бы быть реализованы.

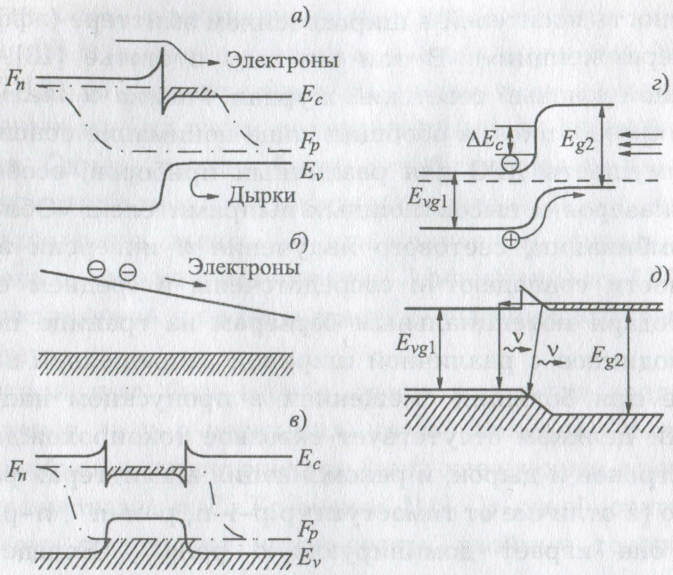


Рис. 1. Основные физические явления в классических гетероструктурах: (*а*) односторонняя инжекция и суперинжекция; (*б*) диффузия во встроенном квазиэлектрическом поле; (*в*) электронное и оптическое ограничение; (*г*) эффект широкозонного окна; (*д*) диагональное туннелирование через гетерограницу

В то время существовал общий скептицизм относительно возможности создания «идеального» гетероперехода с бездефектной границей и, тем более, с теоретически предсказываемыми инжекционными свойствами. Даже пионерские работы Р. Л. Андерсона [14] по исследованию первого эпитаксиального монокристаллического гетероперехода с совпадающими постоянными кристаллической решетки Ge–GaAs не давали доказательств инжекции неравновесных носителей в гетероструктурах. Фактическая реализация эффективных широкозонных эмиттеров считалась попросту невозможной, и патент лазера на ДГС многими рассматривался как «бумажный патент».

Главным образом из-за этого общего скептицизма существовало лишь несколько групп, пытавшихся найти «идеальную пару», что являлось, конечно, трудной задачей. Требовалось выполнение многих условий совместимости тепловых, электрических, кристаллохимических свойств контактирующих материалов, а также их кристаллической и зонной структур.

Удачная комбинация ряда свойств, т. е. малые эффективные массы и большая ширина запрещенной зоны, эффективная излучательная рекомбинация и резкий край оптического поглощения вследствие «прямой» зонной структуры, высокая подвижность электронов в абсолютном минимуме зоны проводимости и ее сильное уменьшение в ближайшем минимуме в точке (100) уже в то время обеспечивала для GaAs достойное место в физике полупроводников и электронике. Так как максимальный эффект может быть получен при использовании гетероперехода между полупроводником, выступающим в качестве активной области прибора, и более широкозонным материалом, наиболее перспективными системами, рассматривавшимися в то время, были GaP–GaAs и AlAs–GaAs. Для «совместимости» материалы пары должны удовлетворять первому — и самому важному — условию: иметь наиболее близкие значения постоянных решетки. Поэтому гетеропереходы в системе AlAs–GaAs были предпочтительнее. Однако для того чтобы начать работы по получению и исследованию свойств этих гетеропереходов, требовалось преодолеть определенный психологический барьер. К тому времени AlAs был уже давно получен [15], но многие свойства этого соединения оставались неисследованными, так как было известно, что AlAs химически нестабилен и разлагается во влажной атмосфере. Возможность получения устойчивого и приспособленного для практических при-

ложений гетероперехода в этой системе казалась малоперспективной.

Первоначально наши попытки создать ДГС были связаны с решеточно-несогласованной системой GaAsP. Мы успешно изготовили первые лазеры на основе ДГС в этой системе методом газофазной эпитаксии (ГФЭ). Однако из-за несоответствия параметров решетки лазерная генерация, как и в лазерах на гомопереходах, могла осуществляться только при температуре жидкого азота [16]. Любопытно отметить, однако, что это был первый практический результат для решеточно-несогласованной и даже частично релаксировавшей структуры.

Опыт, который мы получили при изучении системы GaAsP, был очень важен для понимания как многих специфических физических свойств гетеропереходов, так и основ гетероэпитаксии. Разработка метода многокамерной ГФЭ для системы GaAsP позволила нам в 1970 г. создать структуры со сверхрешетками с периодом 200 Å и продемонстрировать расщепление зоны проводимости на минизоны [17].

Однако к концу 1966 г. из общих соображений мы пришли к выводу, что даже небольшое несоответствие параметров решеток в гетероструктурах $GaP_{0,15}As_{0,85}$–GaAs не позволяет реализовать потенциальные преимущества ДГС. В то время сотрудник моей группы Д. Н. Третьяков сообщил мне, что с мелкими кристаллами твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ различных составов, полученными два года назад путем охлаждения из расплава и положенными А. С. Борщевским в ящик стола, ничего за это время не случилось. Тотчас же стало ясно, что твердые растворы $Al_xGa_{1-x}As$ являются химически устойчивыми и подходящими для изготовления долгоживущих гетероструктур

и приборов. Изучение фазовых диаграмм и кинетики роста в этой системе, а также разработка модифицированного метода жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), пригодного для роста гетероструктур, вскоре привели к созданию первой решеточно-согласованной AlGaAs-гетероструктуры. Когда мы опубликовали первую работу на эту тему, мы были счастливы считать себя первыми, кто обнаружил уникальную, фактически идеальную, решеточно-согласованную систему для GaAs, но, как это часто случается, одновременно и независимо такие же результаты были получены Х. Руппрехтом и Дж. Вудолом в Исследовательском центре Т. Уотсона корпорации IBM [18].

Дальнейший прогресс в области полупроводниковых гетероструктур был стремительным. Прежде всего, мы экспериментально подтвердили уникальные инжекционные свойства широкозонных эмиттеров и эффект суперинжекции [19], продемонстрировали стимулированное излучение в ДГС AlGaAs [20], установили зонную диаграмму гетероперехода $Al_xGa_{1-x}As$–GaAs, тщательно изучили люминесцентные свойства и диффузию носителей в плавном гетеропереходе, а также чрезвычайно интересные особенности протекания тока через гетеропереход, например, диагональные туннельно-рекомбинационные переходы непосредственно между дырками из узкозонной и электронами из широкозонной составляющих гетероперехода [21].

В это же время мы создали бóльшую часть наиболее важных приборов, в которых были реализованы основные преимущества гетероструктур:

— низкопороговые ДГС-лазеры, работающие при комнатной температуре [22] (рис. 2, 3);

— высокоэффективные светодиоды на одиночной гетероструктуре (ОГС) и на ДГС [23];

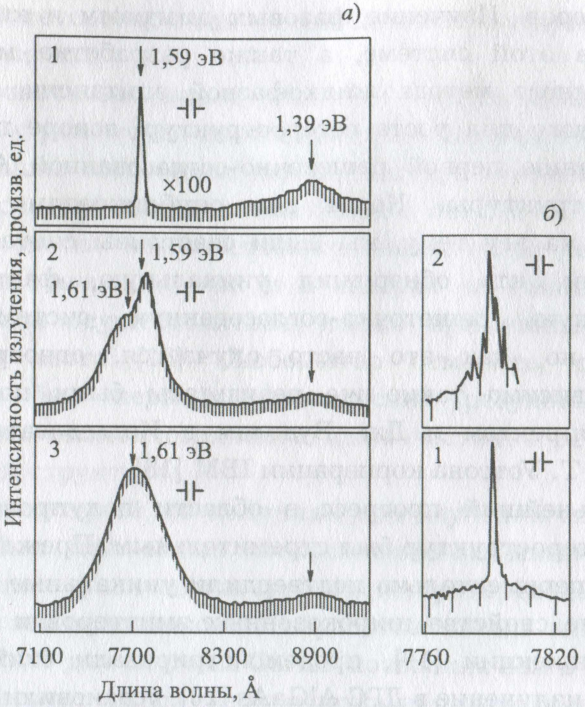


Рис. 2. Спектр генерации первого низкопорогового лазера на ДГС $Al_xGa_{1-x}As$, работающего при комнатной температуре (300 К), $J_{th} = 4300$ А см$^{-2}$. Ток возрастает: (*а*) от 0,7 А (*1*) до 8,3 А (*2*) и затем до 13,6 А (*3*); (*б*) от 13,6 А (*1*) до 18 А (*2*); $s = 2{,}2 \times 10^{-3}$ см^2

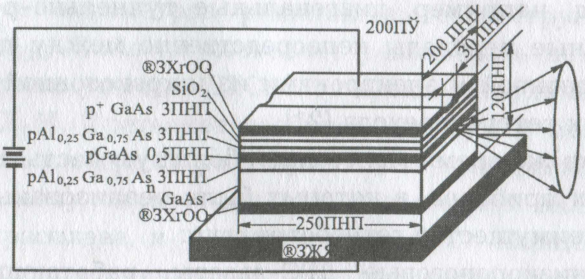


Рис. 3. Схематическое изображение структуры первого инжекционного ДГС-лазера, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре

— солнечные элементы на гетероструктурах [24];

— биполярные транзисторы на гетероструктурах [25];

— тиристорные p–n–p–n-переключатели на гетероструктурах [26].

Одним из первых опытов успешного применения гетероструктур в промышленном производстве в нашей стране стало использование солнечных батарей на гетероструктурах в космических исследованиях. Мы передали нашу технологию в НПО «Квант», и уже с 1974 г. солнечные элементы на основе GaAlAs устанавливались на многих отечественных спутниках. Наша космическая станция «Мир» (рис. 4) использовала эти элементы в течение 15 лет.

Большей частью эти результаты были воспроизведены в других лабораториях в течение 1–2 лет, а в некоторых случаях даже позже. Но в 1970 г. международная

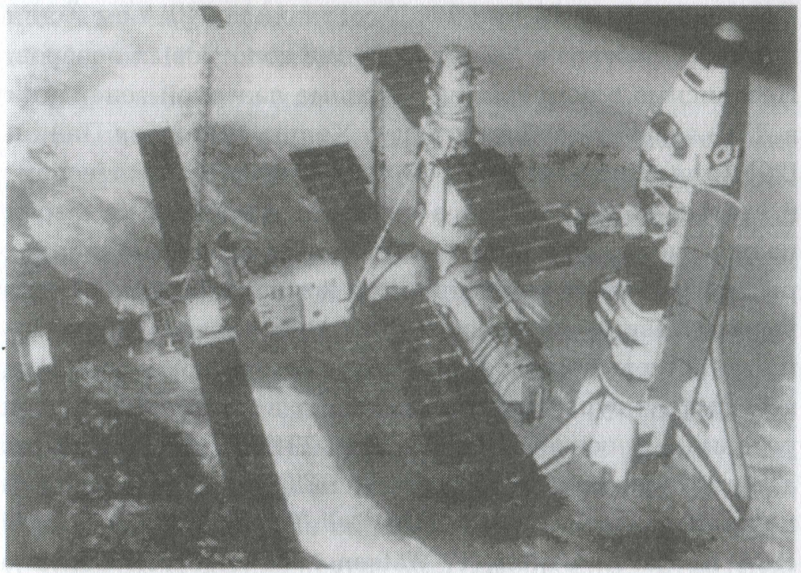


Рис. 4. Космическая станция «Мир» с солнечными батареями на гетероструктурах

конкуренция стала очень сильной. Позже один из наших основных конкурентов, И. Хаяши, который работал вместе с М. Панишем в лаборатории корпорации Bell Telephone в Мюррей-Хилл, писал [27]: «В сентябре 1969 г. Жорес Алфёров из Института Иоффе в Ленинграде посетил нашу лабораторию. Мы узнали, что он уже получил J_{th} (300 К) = 4,3 кА см$^{-2}$ на ДГС. До этого мы не понимали, что конкуренция настолько острая, и удвоили наши усилия... О непрерывном режиме лазерной генерации при комнатной температуре было сообщено в мае 1970 г....». В нашей статье, посланной в печать в мае 1970 г. [28], непрерывный режим лазерной генерации был реализован в лазерах с полосковой геометрией, для создания которых была использована фотолитография; лазеры были установлены на медных теплоотводах, покрытых серебром (см. рис. 3). Самая низкая плотность порогового тока J_{th} при 300 К составляла 940 А см$^{-2}$ для широких лазеров и 2,7 кА см$^{-2}$ для полосковых лазеров. Независимо о непрерывном режиме лазерной генерации в ДГС-лазерах сообщили Ицуо Хаяши и Мортон Паниш [29] (для широких лазеров с алмазным теплоотводом) в статье, направленной в печать всего лишь на месяц позже, чем наша работа. Реализация режима непрерывной лазерной генерации при комнатной температуре вызвала взрыв интереса к физике и технологии полупроводниковых гетероструктур. Если в 1969 г. AlGaAs-гетероструктуры изучались только в нескольких лабораториях, в основном в СССР (ФТИ им. А. Ф. Иоффе, а также «Полюс» и «Квант» — НПО, где мы внедряли наши технологии) и в США (Bell Telephone, D. Sarnoff RCA Research Center, T. Watson IBM Research Center), то в начале 1971 г. многие университеты, промышленные лаборатории в США, СССР, Великобритании, Япо-

нии, а также в Бразилии и Польше начали исследования III–V-гетероструктур и приборов на их основе.

На этой ранней стадии развития физики и технологии гетероструктур нам стало ясно, что для расширения спектральной области необходимо искать новые решеточно-согласованные гетероструктуры. Первый важный шаг был осуществлен в нашей лаборатории в 1970 г., когда в работе [30] мы сообщили, что возможно получение различных решеточно-согласованных гетеропереходов с использованием четверных твердых растворов $A^{III}B^{V}$, позволяющих независимо менять постоянную решетки и ширину запрещенной зоны. Позже к тем же выводам пришел Г. А. Антипас с сотрудниками [31]. В качестве примера реализации этой идеи мы использовали различные составы InGaAsP, и скоро этот материал стал одним из наиболее важных для практического применения, например, в фотокатодах [32] и, особенно, в лазерах ИК диапазона для волоконно-оптической связи [33] и видимого диапазона [34].

В начале 1970-х гг. была составлена «карта мира» идеальных решеточно-согласованных гетероструктур (рис. 5). Менее, чем 10 лет спустя эта «карта мира» кардинально изменилась (рис. 6). В настоящее время следует добавить еще и III-нитриды.

Основные идеи полупроводникового лазера с распределенной обратной связью (РОС) были сформулированы нами в авторском свидетельстве в 1971 г. [35]. В том же самом году Х. Когельник и К. В. Шэнк рассмотрели возможность замены в лазерах на красителях резонатора Фабри—Перо или подобных ему на периодические объемные неоднородности [36]. Необходимо отметить, что их подход неприменим к полупроводниковым лазерам, и все исследователи полупроводниковых лазеров

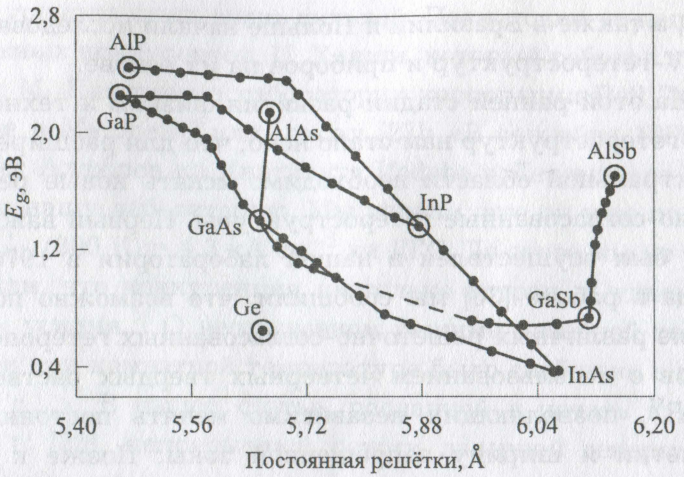


Рис. 5. Ширина запрещенной зоны E_g в зависимости от постоянной решетки для полупроводников $A^{III}B^{V}$. Решеточно-согласованные гетеропереходы: Ge–GaAs — 1959 г. (R. L. Anderson), AlGaAs — 1967 г. (Ж. И. Алфёров и др., J. M. Woodall & H. S. Rupprecht). Четверные ГС (InGaAsP и AlGaAsSb): предложены в 1970 г. (Ж. И. Алфёров и др.), первый эксперимент — 1972 г. (G. A. Antipas et al.)

с РОС или с распределенными брэгговскими зеркалами (РБЗ) используют идеи, сформулированные в [35]:

1. Дифракционная решетка создается не в объеме, а на поверхности волноводного слоя.

2. Взаимодействие волноводных мод с поверхностной дифракционной решеткой приводит не только к распределенной обратной связи, но и дает на выходе хорошо сколлимированное излучение.

Подробный теоретический анализ работы полупроводникового лазера с поверхностной дифракционной решеткой был выполнен в 1972 г. [37]. В этой работе авторами был установлен способ получения одномодовой генерации. Первые полупроводниковые лазеры с поверхностной дифракционной решеткой и распределенной обратной связью были получены практически одновремен-

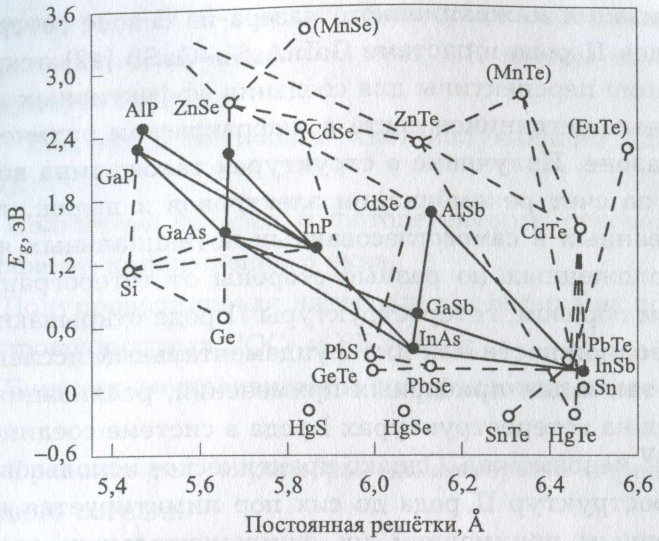


Рис. 6. Ширина запрещенной зоны E_g в зависимости от параметра решетки для полупроводников IV группы, соединений III–V и II(IV)–VI. В скобках указаны магнитные материалы. Линии, соединяющие полупроводники, обозначают гетероструктуры, которые уже исследованы. Сплошными линиями указаны соединения $A^{III}B^{V}$, штриховыми — все остальные

но в Физико-техническом институте [38], в Калифорнийском технологическом институте [39] и в Лаборатории корпорации Xerox в Пало-Альто [40].

В начале 80-х годов Г. Крёмер и Г. Гриффитс опубликовали работу [41], стимулировавшую повышенный интерес к гетероструктурам со ступенчатой структурой зон (гетеропереходы II рода). Пространственное разделение электронов и дырок на таких гетерограницах позволяет в широких пределах управлять их оптическими свойствами [21в, 42]. Ступенчатая структура зон дает возможность получить оптическое излучение с энергией фотона, много меньшей ширины запрещенной зоны каждого из полупроводников, формирующих гетеропереход.

Реализация инжекционного лазера на основе гетеропереходов II рода в системе GaInAsSb–GaSb [42] открыла хорошие перспективы для создания эффективных когерентных источников света в инфракрасном оптическом диапазоне. Излучение в структурах такого типа возникает за счет рекомбинации электронов и дырок, локализованных в самосогласованных потенциальных ямах, расположенных по разные стороны от гетерограницы. Таким образом, гетероструктуры II рода открывают новые возможности как для фундаментальных исследований, так и для приборных применений, реализация которых на гетероструктурах I рода в системе соединений $A^{III}B^{V}$ невозможна. Однако практическое использование гетероструктур II рода до сих пор лимитируется недостаточным пониманием их фундаментальных свойств и ограниченным числом экспериментально исследованных систем.

В заключение этого краткого обзора развития классических гетероструктур представляется весьма удобным классифицировать наиболее важные результаты следующим способом:

Классические гетероструктуры

I. Фундаментальные физические явления (см. рис. 1)

- Односторонняя инжекция.
- Сверхинжекция.
- Диффузия во встроенном квазиэлектрическом поле.
- Электронное ограничение.
- Оптическое ограничение.
- Эффект широкозонного окна.
- Диагональное туннелирование через гетерограницу.

II. Важные применения в электронике

- Полупроводниковые лазеры — низкопороговые и работающие в непрерывном режиме при комнатной

температуре, РОС- и РБЗ-лазеры, вертикальные поверхностно-излучающие лазеры, ИК лазеры на гетероструктурах II рода.

• Высокоэффективные светоизлучающие диоды (СИД).

• Солнечные батареи и фотодетекторы, основанные на эффекте широкозонного окна.

• Полупроводниковая интегральная оптика на основе полупроводниковых РОС- и РБЗ-лазеров.

• Биполярные транзисторы с широкозонным эмиттером.

• Транзисторы, тиристоры, динисторы с передачей светового сигнала.

• Мощные диоды и тиристоры.

• Преобразователи света из ИК в видимый диапазон.

• Эффективные холодные катоды.

III. Важные технологические особенности

• Принципиальная необходимость структур с хорошим согласованием параметров решетки.

• Многокомпонентные твердые растворы используются для согласования параметров решеток.

• Принципиальная необходимость эпитаксиальных технологий выращивания.

В заключение этого краткого обзора раннего развития классических гетероструктур можно сказать, что создание «идеального» гетероперехода и введение концепции гетероструктуры в физику и технологию полупроводников привело к открытию новых физических эффектов, кардинальному улучшению характеристик фактически всех известных полупроводниковых приборов и созданию новых типов таких приборов.

2. Гетероструктуры с квантовыми ямами и сверхрешетками

Благодаря наличию электронного ограничения в двойных гетероструктурах лазеры на их основе по существу стали прямыми предшественниками структур с квантовыми ямами, в которых средний узкозонный слой имеет толщину порядка нескольких сотен ангстрем, что приводит к расщеплению электронных уровней вследствие эффектов размерного квантования. Однако лишь с развитием новых методов выращивания гетероструктур стала возможной реализация высококачественных двойных гетероструктур со сверхтонкими слоями. В 70-е годы были разработаны два основных современных метода эпитаксиального роста с прецизионным контролем толщины, планарности, состава и т. д. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) превратился сегодня в одну из важнейших технологий выращивания гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^{V}$, прежде всего, благодаря пионерской работе А. Чо [43]. Основные идеи метода газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений (МОС ГФЭ) были изложены в ранней работе Г. Манасевита [44]. Этот метод нашел широкое применение для выращивания III–V-гетероструктур, в особенности после сообщения Р. Дюпюи и П. Дапкуса о получении с его помощью инжекционного ДГС-лазера в системе AlGaAs, работающего при комнатной температуре [45].

Четкое проявление эффекта размерного квантования в оптических спектрах полупроводниковой гетероструктуры GaAs — AlGaAs со сверхтонким слоем GaAs (квантовой ямой) было продемонстрировано Р. Динглом и др. в 1974 г. [46]. Авторы наблюдали характерную ступенчатую структуру в спектрах поглощения и си-

стематический сдвиг характеристических энергий при уменьшении толщины квантовой ямы (КЯ).

Экспериментальное изучение сверхрешеток началось в 1970 г. с работы Л. Есаки и Р. Тсу [47], где авторы рассмотрели электронный транспорт в сверхрешетке, т. е. в структуре с дополнительным периодическим потенциалом, который создается с помощью легирования или изменения состава полупроводниковых материалов и период которого больше, но сравним с постоянной решетки кристалла. В этом, как его назвал Лео Есаки, «кристалле, созданном человеком» (man-made crystal), происходит расщепление параболической зоны на мини-зоны, разделенные малыми запрещенными щелями, а зона Бриллюэна определяется периодом сверхрешетки. Аналогичные идеи были сформулированы Л. В. Келдышем еще в 1962 г. [48] при рассмотрении периодического потенциала, создаваемого на поверхности полупроводника интенсивной ультразвуковой волной. В начале 70-х годов в Физико-техническом институте Р. Казаринов и Р. Сурис теоретически рассмотрели прохождение тока в структурах со сверхрешетками [49]. Было показано, что протекание тока определяется туннелированием через потенциальные барьеры, разделяющие ямы. Авторами также были предсказаны очень важные физические явления: туннелирование носителей под действием электрического поля, когда основное состояние одной ямы совпадает с возбужденным состоянием следующей ямы, и стимулированное излучение, возникающее при туннелировании оптически возбужденных носителей из основного состояния одной ямы в возбужденное состояние соседней, расположенное ниже по энергии за счет действия приложенного электрического поля. Практически в то же время Л. Есаки и Р. Тсу независи-

мо рассмотрели эффекты резонансного туннелирования в структурах со сверхрешетками [50].

Пионерские экспериментальные исследования структур со сверхрешетками были выполнены Л. Есаки и Р. Тсу на сверхрешетках в системе GaP_xAs_{1-x}–GaAs, полученных методом ГФЭ. В нашей лаборатории к тому времени мы разработали первую многокамерную установку и, как было упомянуто ранее, изготовили структуры со сверхрешетками $GaP_{0,3}As_{0,7}$–GaAs с толщиной каждого из слоев 100 Å и общим количеством слоев, равным 200 [17]. Наблюдаемые особенности вольт-амперных характеристик, их температурные зависимости и эффект фотопроводимости были объяснены расщеплением зоны проводимости за счет действия одномерного периодического потенциала сверхрешетки. Эти первые сверхрешетки являлись в то же время и первыми сверхрешетками с напряженными слоями. Э. Блэксли (E. Blakeslee) и Дж. Мэттьюз (J. Matthews), работавшие с Л. Есаки и Р. Тсу в IBM, в середине 1970-х годов достигли заметных успехов в выращивании напряженных сверхрешеток с очень низкой концентрацией дефектов. Но только намного позднее, после теоретической работы Г. Осборна [51] из Sandia Lab и выращивания первой высококачественной напряженной сверхрешетки GaAs–$In_{0,2}Ga_{0,8}As$ М. Людовицем из Varian Associates, Н. Холоньяку из Иллинойсского университета удалось создать на основе этих структур лазер, работающий в непрерывном режиме при комнатной температуре [52]. Стало понятно, что в сверхрешетках с напряженными слоями напряжение решетки является дополнительной степенью свободы и, варьируя толщины и составы слоев, можно изменять непрерывно и независимо друг

от друга такие фундаментальные параметры, как ширина запрещенной зоны, постоянная решетки и т. д.

В начале 1970-х годов Л. Есаки и др. применили технологию МЛЭ к системе AlGaAs [53], а в марте 1974 г. они представили работу по резонансному туннелированию [54]. Это была первая экспериментальная демонстрация новых физических свойств гетероструктур с квантовыми ямами. Были измерены зависимости туннельного тока и проводимости от приложенного напряжения в гетероструктуре GaAs–GaAlAs с двойными барьерами и обнаружены максимумы тока, связанные с резонансным туннелированием. Позже, в том же году Л. Есаки и Л. Л. Чанг наблюдали эффект резонансного туннелирования в сверхрешетке [55]. Усиленное внимание к резонансному туннелированию, очевидно, было также связано с потенциальными возможностями применения этого эффекта в быстродействующей электронике. В конце 80-х годов для двойного резонансного туннельного диода удалось достичь пикосекундного диапазона времени переключения; в резонансно-туннельных диодах на GaAs были получены осцилляции на частоте 420 ГГц при комнатной температуре.

Утверждение о переходе к двумерному движению электронов в полевых транзисторах было высказано уже достаточно давно [56] и для электронов, захваченных в инверсном слое, впервые проверено А. Б. Фаулером и др. в 1966 г. [57] в экспериментах по магнитопроводимости. Спектральные эффекты, обусловленные пространственным квантованием, наблюдались в тонких пленках висмута В. Н. Луцким и Л. А. Куликом в 1968 г. [58].

Пионерская работа по модулированно-легированным сверхрешеткам [59], в которой было продемонстрировано увеличение подвижности по сравнению с объем-

ными кристаллами, стимулировала развитие исследований по использованию двумерного электронного газа с высокой подвижностью для микроволнового усиления. Во Франции и Японии практически одновременно на основе одиночной модулированно-легированной гетероструктуры n-AlGaAs–n-GaAs были созданы новые типы транзисторов, получившие во Франции название TEGFET (полевые транзисторы с двумерным электронным газом) [60], а в Японии — HEMT (транзисторы с высокой подвижностью электронов, ВПЭТ) [61].

Впервые лазерная генерация на квантовых ямах была получена Дж. П. ван дер Зилом и др. [62], но параметры генерации значительно уступали средним ДГС-лазерам. Лишь в 1978 г. Р. Дюпюи и П. Дапкус в сотрудничестве с Н. Холоньяком впервые сообщили о создании лазера на квантовой яме с параметрами, сравнимыми с параметрами стандартных ДГС-лазеров [63]. В этой работе впервые прозвучало название «квантовая яма». Реальное преимущество лазеров на квантовых ямах было продемонстрировано намного позже В. Т. Цангом из Bell Telephone Lab. За счет значительного улучшения технологии МЛЭ и создания оптимизированной структуры (раздельно ограниченная ДГС с плавным изменением показателя преломления волноводной области: РО ПИПП ДГС) ему удалось добиться снижения пороговой плотности тока до 160 А $см^{-2}$ [64].

В Физико-техническом институте развитие методов МЛЭ и МОС ГФЭ выращивания гетероструктур $A^{III}B^{V}$ было начато только в конце 1970-х годов. Прежде всего, мы стимулировали разработку и конструирование первой советской установки молекулярно-лучевой эпитаксии в нашей электронной промышленности. В течение нескольких лет были разработаны три поколения машин для МЛЭ, и последние, носившие название «Цна»

(красивая река недалеко от Рязани — города, где находится Научно-исследовательский технологический институт электронной промышленности — НИТИ; в НИТИ и была выполнена разработка установок для МЛЭ), оказались достаточно хорошими для реализации научных программ. Параллельно, чуть позже, мы начали разрабатывать системы МЛЭ в Научно-технологическом объединении Академии наук в Ленинграде. В середине 1980-х годов несколько систем этой версии были установлены в ФТИ. Оба типа систем МЛЭ все еще работают в ФТИ и других лабораториях страны.

Системы МОС ГФЭ были разработаны непосредственно в нашем институте, а позже, в 1980-е годы, шведская компания Epiquip специально для нас сконструировала, при нашем активном участии, несколько систем для нашего института, которые до сих пор используются в научных исследованиях.

Большой интерес к изучению низкоразмерных структур и отсутствие оборудования для технологий МЛЭ и МОС ГФЭ стимулировали наши исследования по развитию метода ЖФЭ, пригодного для выращивания гетероструктур с квантовыми ямами. Однако до конца 1970-х годов казалось, что методом ЖФЭ невозможно вырастить гетероструктуры $A^{\mathrm{III}}B^{\mathrm{V}}$ с толщиной активной области менее 500 Å из-за существования вблизи гетеропереходов протяженных переходных областей переменного химического состава.

Ситуация изменилась благодаря работе Н. Холоньяка и др. [65], предложивших для выращивания сверхрешеток на основе соединений InGaAsP использовать систему ЖФЭ с вращающимися «лодочками». В нашей лаборатории мы разработали модифицированный метод ЖФЭ с обычным последовательным перемещением подложки в стандартной горизонтальной геомет-

рии «лодочки» для InGaAsP-гетероструктур [66] и метод низкотемпературной ЖФЭ для AlGaAs-гетероструктур [67]. Эти методы позволили нам выращивать гетероструктуры с квантовыми ямами превосходного качества, практически любого вида, с толщиной активной области до 20 Å и с размером переходных областей, сравнимым с постоянной кристаллической решетки. Важное практическое значение имело получение методом ЖФЭ рекордных значений пороговых плотностей тока в лазерах с раздельным ограничением и одиночной квантовой ямой на основе гетероструктур InGaAsP–InP ($\lambda = 1,3$ и 1,55 мкм) и InGaAsP–GaAs ($\lambda = 0,65$–$0,9$ мкм) [68]. Для мощных лазеров InGaAsP–GaAs ($\lambda = 0,8$ мкм), выполненных в полосковой геометрии, были достигнуты в непрерывном режиме эффективность 66% и мощность излучения 5 Вт при ширине полоски 100 мкм [69]. В этих лазерах впервые было реализовано эффективное охлаждение мощного полупроводникового прибора за счет рекомбинационного излучения, как было предсказано ранее в [13]. Другой важной особенностью InGaAsP-гетероструктур явилась их довольно большая устойчивость к развитию дислокаций и дефектов (рис. 7) [70]. Данные исследования положили начало широкому применению гетероструктур, не содержащих алюминия.

Наиболее сложная лазерная структура с квантовыми ямами, которая соединила в себе одиночную квантовую яму (КЯ) и короткопериодные сверхрешетки (КПСР), использовавшиеся для создания РО ПИПП ДГС (наиболее предпочтительной для получения наименьших значений порогового тока J_{th}), была выращена в нашей лаборатории в 1988 г. [71] (рис. 8). Используя КПСР, удалось не только достичь желаемого профиля показателя преломления в волноводной области и создать барьер движению дислокаций в активную область, но так-

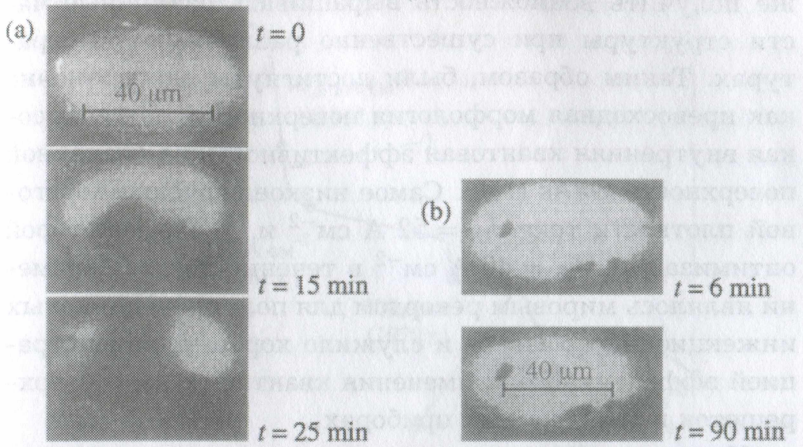


Рис. 7. Временна́я эволюция картин люминесценции из активной области двойной гетероструктуры при высоком уровне фотовозбуждения: (*а*) AlGaAs–GaAs и (*б*) InGaAsP–GaAs. Диаметр пятна возбуждения Kr^+-лазера — 40 мкм. Уровни возбуждения: 10^4 Вт см$^{-2}$ (*а*) и 10^5 Вт см$^{-2}$ (*б*)

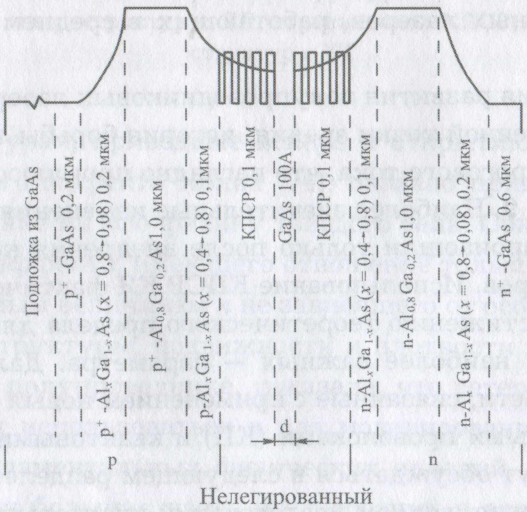


Рис. 8. Выращенная методом МЛЭ структура РО ДГС-лазера с квантовой ямой, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой

же получить возможность выращивать различные части структуры при существенно различных температурах. Таким образом, были достигнуты одновременно как превосходная морфология поверхности, так и высокая внутренняя квантовая эффективность на планарной поверхности GaAs (100). Самое низкое значение пороговой плотности тока $J_{\text{th}} = 52$ А см$^{-2}$ и, после некоторой оптимизации, $J_{\text{th}} = 40$ А см$^{-2}$ в течение долгого времени являлось мировым рекордом для полупроводниковых инжекционных лазеров и служило хорошей демонстрацией эффективного применения квантовых ям и сверхрешеток в электронных приборах.

Идея стимулированного излучения в сверхрешетках, выдвинутая Р. Казариновым и Р. Сурисом [49], была реализована почти на четверть столетия позже Федерико Капассо [72]. Предложенная ранее структура была существенно оптимизирована, и каскадный лазер, разработанный Ф. Капассо, вызвал к жизни новое поколение униполярных лазеров, работающих в среднем ИК диапазоне.

История развития полупроводниковых лазеров — это, с определенной точки зрения, история борьбы за снижение их порогового тока, что наглядно проиллюстрировано на рис. 9. Наиболее значительные изменения в данной области произошли только после внедрения концепции ДГС-лазеров. Использование КПСР КЯ фактически привело к достижению теоретического предела для этого — одного из наиболее важных — параметра. Дальнейшие возможности, связанные с применением новых структур с квантовыми проволоками (КП) и квантовыми точками (КТ), будут обсуждаться в следующем разделе.

Возможно, венцом исследований квантовых ям было открытие квантового эффекта Холла [73]. Это открытие и всестороннее его изучение в AlGaAs–GaAs-гете-

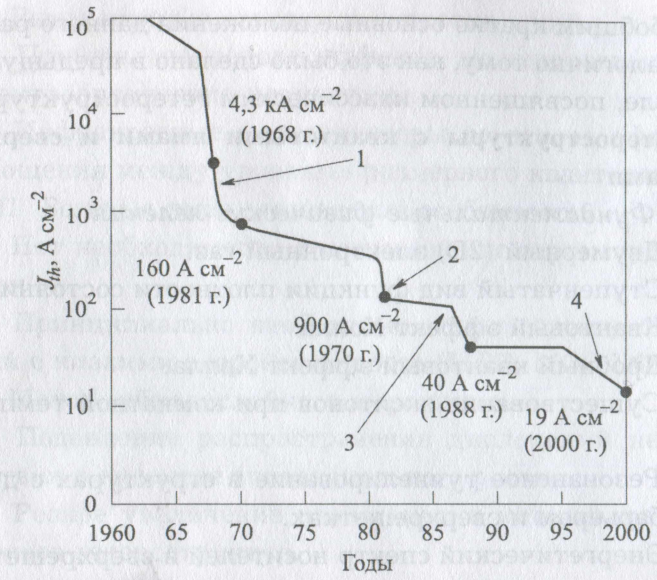


Рис. 9. Эволюция порогового тока полупроводниковых лазеров. Цифрами обозначены резкие снижения порогового тока, обусловленные применением: *1* — двойных гетероструктур; *2* – - гетероструктур с КЯ; *3* — гетероструктур с КЯ, ограниченной КПСР; *4* — гетероструктур с КТ

роструктурах, приведшее вскоре к открытию дробного квантового эффекта Холла [74], оказало принципиальное влияние на всю физику твердого тела. Обнаружение данного эффекта, имеющего отношение только к фундаментальным величинам и не зависящего от особенностей зонной структуры, подвижности и плотности носителей заряда в полупроводнике, показало, что гетероструктуры могут использоваться и для моделирования некоторых фундаментальных физических явлений. В последнее время большая часть исследований в этой области направлена на объяснение механизма конденсации электронов и на поиск вигнеровской кристаллизации.

Обобщим кратко основные положения данного раздела аналогично тому, как это было сделано в предыдущем разделе, посвященном классическим гетероструктурам.

Гетероструктуры с квантовыми ямами и сверхрешетками

I. Фундаментальные физические явления

• Двумерный (2D) электронный газ.

• Ступенчатый вид функции плотности состояний.

• Квантовый эффект Холла.

• Дробный квантовый эффект Холла.

• Существование экситонов при комнатной температуре.

• Резонансное туннелирование в структурах с двойным барьером и сверхрешетках.

• Энергетический спектр носителей в сверхрешетках определяется выбором потенциала и упругих напряжений.

• Стимулированное излучение при резонансном туннелировании в сверхрешетках.

• Псевдоморфный рост напряженных структур.

II. Важные следствия для применений

• Более короткие длины волн излучения, меньшие значения порогового тока, большее дифференциальное усиление и более слабая температурная зависимость порогового тока в полупроводниковых лазерах.

• Инфракрасные квантовые каскадные лазеры.

• Лазер с квантовой ямой, ограниченной короткопериодной сверхрешеткой (КПСР КЯ).

• Оптимизация электронного и оптического ограничения и характеристик волновода в полупроводниковых лазерах.

• Транзисторы с двумерным электронным газом (ВПЭТ).

• Резонансно-туннельные диоды.

• Высокоточные стандарты сопротивлений.

• Приборы на основе эффекта электропоглощения и электрооптические модуляторы.

• Инфракрасные фотодетекторы на основе эффекта поглощения между уровнями размерного квантования.

III. Важные технологические особенности

• Нет необходимости в согласовании параметров решеток.

• Принципиально необходимо использование технологий с низкими скоростями роста (МЛЭ, МОС ГФЭ).

• Метод субмонослойного выращивания.

• Подавление распространения дислокаций несоответствия в процессе эпитаксиального роста.

• Резкое увеличение разнообразия материалов-компонентов гетероструктур.

3. Гетероструктуры с квантовыми проволоками и квантовыми точками

Принципиальное преимущество применения квантово-размерных гетероструктур для лазеров является следствием существенного возрастания плотности состояний при уменьшении размерности электронного газа (рис. 10).

В 1980-е годы прогресс в физике двумерных гетероструктур с квантовыми ямами и их прикладных применениях привлек многих ученых к исследованию систем, обладающих еще меньшей размерностью, — квантовых проволок и квантовых точек. В отличие от квантовых ям, где носители ограничены в направлении, перпендикулярном к слоям, и могут свободно двигаться в плоскости слоя, в квантовых проволоках носители заряда ограничены в двух направлениях и свободно перемещаются только вдоль оси проволоки. В квантовых точках — «ис-

кусственных атомах», носители заряда ограничены уже во всех трех направлениях и обладают полностью дискретным энергетическим спектром (рис. 11).

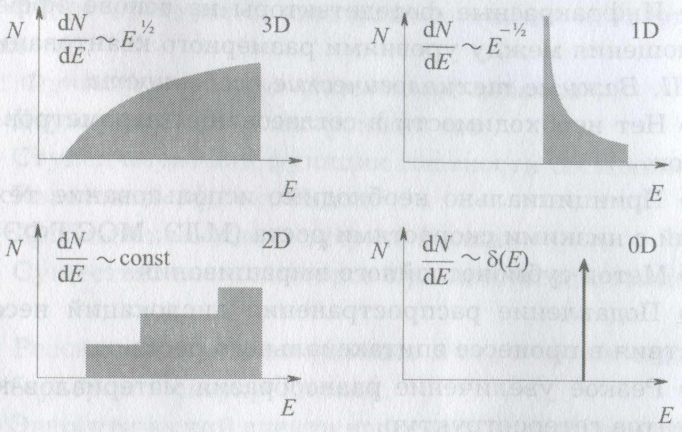


Рис. 10. Плотность состояний $N(E)$ для носителей заряда в структурах с различной размерностью

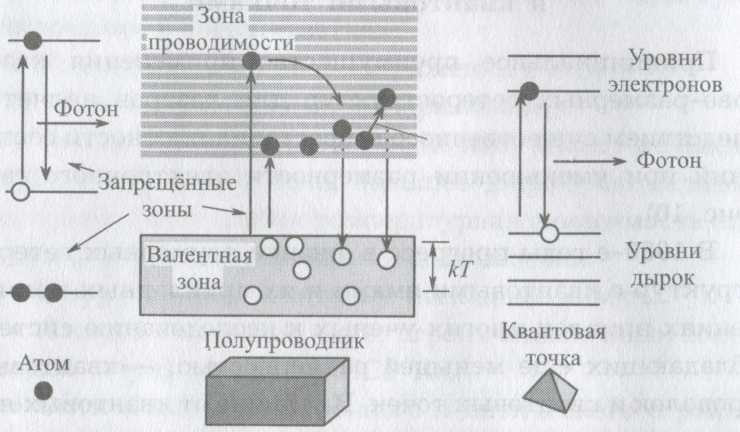


Рис. 11. Схема энергетических уровней для случая одиночного атома (слева), объемного кристалла (в центре) и квантовой точки (справа)

Экспериментальная работа по изготовлению и исследованию структур с квантовыми проволоками (КП)

и квантовыми точками (КТ) была начата более 15 лет назад. В 1982 г. Я. Аракава и Х. Сакаки [75] теоретически рассмотрели некоторые эффекты в лазерах на гетероструктурах с размерным квантованием в одном, двух и трех направлениях. Они писали: «Самое важное, что пороговый ток такого лазера, как оказалось, является гораздо менее чувствительным, чем для традиционного лазера, что отражает уменьшение размерности электронного газа». Авторы провели эксперименты на лазерах с КЯ, помещенных в сильные магнитные поля, направленные перпендикулярно плоскости КЯ, и продемонстрировали, что характеристическая температура (T_0), описывающая экспоненциальный рост порогового тока от температуры, возрастает в магнитном поле с 144 до 313°С. Они отметили возможность ослабления температурной зависимости плотности порогового тока для лазеров на КП и полную температурную стабильность лазеров на КТ (рис. 12). К настоящему времени в данной области уже имеется значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ.

Первые полупроводниковые точки — микрокристаллы соединений $A^{II}B^{VI}$, сформированные в стеклянной матрице, были предложены и реализованы А. И. Екимовым и А. А. Онущенко [76]. Однако, поскольку полупроводниковые квантовые точки были внедрены в изолирующую стеклянную матрицу и качество гетерограницы между стеклом и полупроводниковой точкой было невысоким, это создавало определенные ограничения как для фундаментальных исследований, так и для приборных применений. Намного более интересные возможности появились с созданием трехмерных КТ, когерентных с окружающей их полупроводниковой матрицей [77].

Для изготовления этих структур было предложено несколько методов. Непрямые методы, например, из-

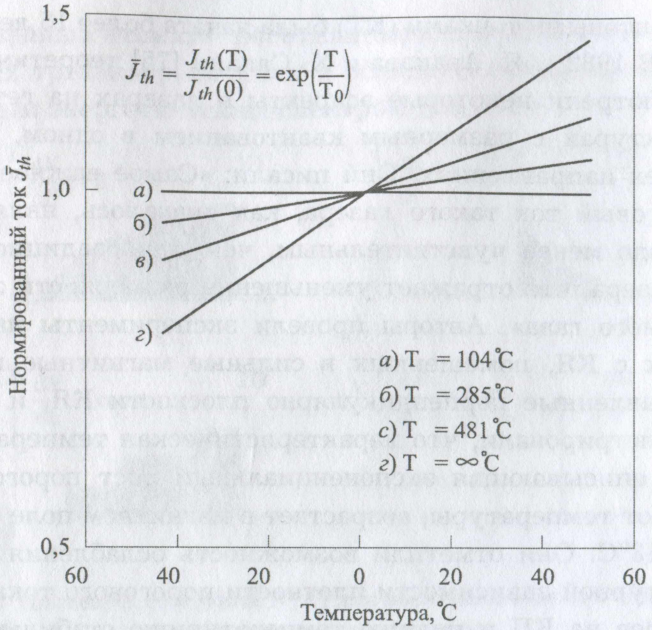


Рис. 12. Нормированные температурные зависимости порогового тока J_{th} для различных ДГС-лазеров: (*а*) объемных; (*б*) с квантовыми ямами; (*в*) с квантовыми проволоками и (*г*) с квантовыми точками

готовление КТ путем их поперечного вытравливания из структур с КЯ, часто страдают недостаточным разрешением и могут вызывать повреждение гетерограниц в процессе травления. Более перспективным способом является применение прямых методов изготовления, таких как рост в V-образных канавках и на гофрированных («корругированных») поверхностях, приводящих к образованию КП и КТ. Лаборатории Физико-технического института и Берлинского технического университета — в последнее время мы проводили эти исследования в тесном сотрудничестве — значительно продвинулись именно в последнем направлении.

Наконец, мы пришли к выводу, что наиболее многообещающим методом формирования упорядоченных

массивов КП и КТ является метод, использующий явление самоорганизации на кристаллических поверхностях. Релаксация напряжений на краях ступеней или граней может приводить к формированию упорядоченных массивов КП и КТ в случаях роста как согласованных, так и рассогласованных по параметру решетки материалов.

Первые очень однородные массивы трехмерных квантовых точек, имеющих также поперечное упорядочение, были получены в системе InAs–GaAs с помощью методов МЛЭ и МОС ГФЭ [78, 79].

Движущей силой, вызывающей образование массива однородных напряженных островков на кристаллической поверхности, является релаксация упругих напряжений на краях граней и взаимодействие островков посредством напряжений, создаваемых ими в подложке [80].

В решеточно-согласованных гетероэпитаксиальных системах режим роста определяется исключительно соотношением между энергиями двух поверхностей и энергией границы раздела. Если сумма поверхностной энергии эпитаксиального слоя (γ_2) и энергии поверхности раздела (γ_{12}) меньше, чем поверхностная энергия подложки (γ_1), $\gamma_2 + \gamma_{12} < \gamma_1$, т. е. если материал 2, который будет осаждаться, смачивает подложку, тогда мы имеем режим роста Франка–ван дер Мерве. Изменение значения величины $\gamma_2 + \gamma_{12}$ может привести к переходу из режима Франка–ван дер Мерве к режиму Вольмера–Вебера, когда трехмерные островки образуются непосредственно на поверхности подложки.

В гетероэпитаксильной системе с несоответствием решеток между материалом, который осаждается, и подложкой рост первоначально может происходить в послойном режиме.

Однако более толстый слой обладает большей упругой энергией, которая имеет тенденцию к уменьшению посредством образования изолированных островков. В этих островках упругие напряжения уменьшаются и, соответственно, понижается и упругая энергия. Это приводит к режиму роста по Странски–Крастанову (рис. 13). Характерный размер островков определяет-

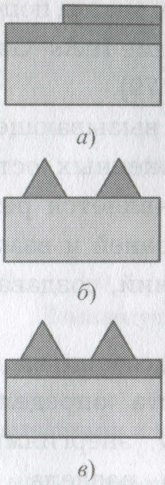


Рис. 13. Режимы роста по Франку—ван дер Мерве (*а*), Вольмеру—Веберу (*б*) и Странски— Крастанову (*в*)

ся минимумом энергии массива трехмерных однородно напряженных островков на единицу поверхности в зависимости от размера островка (рис. 14) [80]. Взаимодействие между островками через упруго напряженную подложку будет приводить к поперечному упорядочению островков в квадратную решетку.

Эксперименты показывают в большинстве случаев довольно узкое распределение островков по размерам, и, более того, при некоторых условиях когерентные островки InAs образуют квазипериодическую квадратную решетку (рис. 15). Форма КТ может значительно изме-

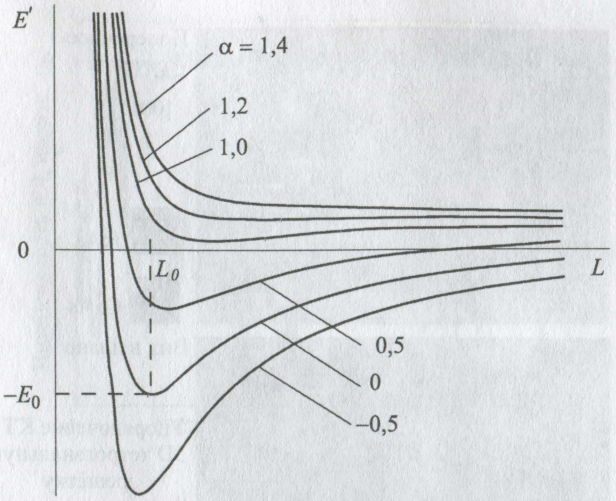


Рис. 14. Энергия разбросанного массива трехмерных напряженных островков на единицу поверхности как функция размера островка. Параметр α — отношение изменения поверхностной энергии при образовании островков к вкладу краев островков в упругую энергию релаксации. При $\alpha > 1$ система термодинамически стремится к сращиванию островков. При $\alpha < 1$ существует оптимальный размер островка, и система островков стабильна по отношению к слиянию островков

няться в процессе заращивания или пострстового отжига, а также при использовании сложных ростовых манипуляций. Короткопериодное попеременное нанесение различных напряженных материалов ведет к расщеплению квантовых точек и формированию сверхрешеток, образуемых плоскостями вертикально связанных КТ (см. рис. 15) [81]. В работе [78] было обнаружено, что энергия излучения из основного состояния КТ совпадает с краем поглощения и энергией лазерной генерации. Наблюдение сверхузких ($< 0,15$ мэВ) линий люминесценции из одиночных квантовых точек [78], которые не уширяются с увеличением температу-

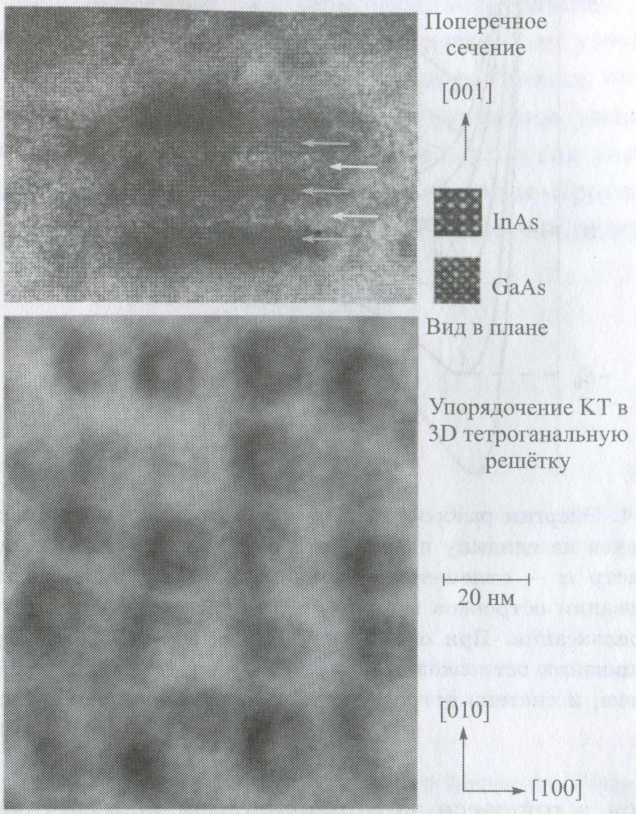


Рис. 15. Вертикальное и поперечное упорядочение связанных квантовых точек в системе InAs–GaAs

ры, является доказательством формирования электронных КТ (рис. 16).

Лазеры на квантовых точках, как ожидается, будут иметь более высокие характеристики по сравнению со стандартными лазерами на КЯ. Считается, что в них одновременно проявятся такие уникальные свойства, как высокое дифференциальное усиление, сверхнизкое значение пороговой плотности тока и высокая температурная стабильность пороговой плотности тока.

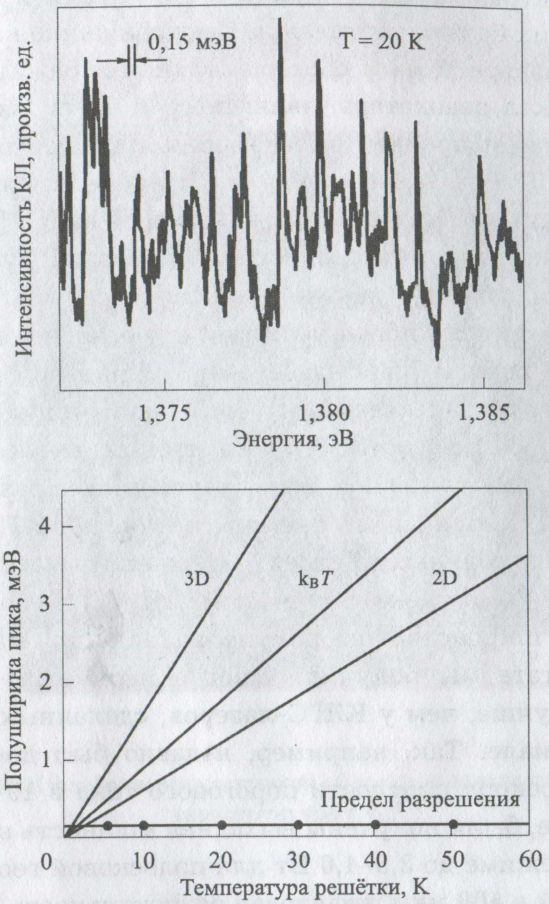


Рис. 16. Рис. 16. (*а*) Спектр катодолюминесценции (КЛ) высокого разрешения для структур InAs–GaAs с КТ. (*б*) Температурная зависимость полуширины пика (full width at half maximum) в спектре катодолюминесценции одиночной КТ

В дополнение к этому упорядоченные массивы КТ, сформированные в области оптического волновода, могут привести к появлению распределенной обратной связи и (или) к стабилизации одномодового лазерного излучения. *In situ* захороненные в полупроводнике структуры

с КТ пространственно локализуют носители и предотвращают их безызлучательную рекомбинацию на зеркалах резонатора. Таким способом можно избежать перегрева зеркал резонатора, являющегося одной из наиболее серьезных проблем высокомощных и высокоэффективных AlGaAs–GaAs- и AlGaAs– InGaAs-лазеров.

С момента первой реализации лазеров на КТ [82] стало сразу ясно, что однородность КТ по размеру вполне достаточна для обеспечения хорошей работы лазера. Но даже в то время было понятно, что основное препятствие для работы КТГС-лазера при комнатной и высокой температурах связано с термически индуцированным выбросом носителей из квантовых точек. Чтобы улучшить работу лазера, были разработаны различные методы: (1) увеличение объемной плотности КТ за счет увеличения количества слоев, содержащих массивы КТ (рис. 17); (2) вставка КТ в слой КЯ; (3) использование более широкозонного полупроводника для матрицы. В результате мы получили многие параметры КТГС-лазеров лучше, чем у КЯГС-лазеров, сделанных на том же материале. Так, например, недавно был достигнут мировой рекорд плотности порогового тока в 19 А $см^{-2}$ [83]. Далее, были получены выходная мощность в непрерывном режиме до 3,5–4,0 Вт для полосковой геометрии с шириной в 100 мкм, квантовая эффективность, равная 95%, и КПД около 50% [84].

Значительные усилия были также предприняты в теоретическом изучении лазеров на КТ с реалистичными параметрами. При 10%- ном разбросе размеров КТ и других практических параметрах структуры теория [85] предсказывает типичную плотность порогового тока, равную 5 А $см^{-2}$ при комнатной температуре. Экспериментально наблюдались уже значения 10 А $см^{-2}$при 77 К [86] и 5 А $см^{-2}$ при 4 К [87].

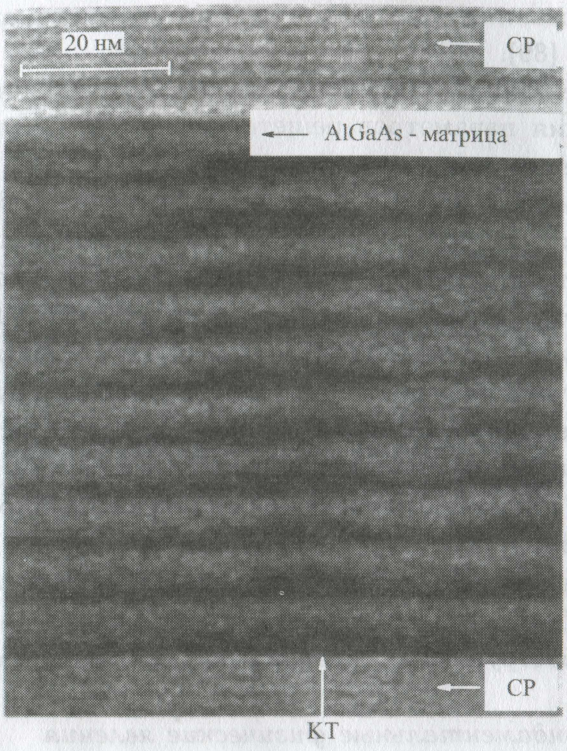


Рис. 17. ПЭМ изображение активной области мощного лазера на гетероструктуре с КТ

С точки зрения применения КТ в усовершенствованных приборах оказывается, что введение КТ в поверхностно излучающие лазеры с вертикальным резонатором (ВРПИЛ) очень существенно. Уже созданы подобные лазеры с параметрами, соответствующими лучшим значениям для приборов на КЯ с той же геометрией (рис. 18) [88]. Недавно многообещающие результаты были получены для лазера такого типа на подложке из GaAs, излучающего на длине волны 1,3 мкм, для

использования в волоконно-оптических системах связи (рис. 19) [89].

В трехмерном островке, образованном за счет рассогласования параметров решеток островка и подложки, напряжения могут релаксировать упруго, без образования дислокаций. Таким образом, достаточно большой объем узкозонного материала может быть реализован в качестве когерентно-напряженных КТ. Это дает возможность охватить спектральный диапазон 1,3-1,5 мкм, используя GaAs-подложку, и разработать мультиплексные системы на основе приборов КТ ВРПИЛ в будущем.

Очень важно подчеркнуть, что мы всегда использовали концепцию ДГС для КП и КТ, поскольку в обоих случаях мы имеем узокозонныи материал в широкозонной матрице.

Подведем итог данного раздела таким же образом, как это было сделано для других разделов.

Гетероструктуры с квантовыми проволоками и точками

I. Фундаментальные физические явления

• Одномерный (1D) электронный газ (проволоки).

• Функция плотности состояний с острыми максимумами (проволоки).

• Нуль-мерный (0D) электронный газ (точки).

• Функция плотности состояний типа дельта-функции (точки).

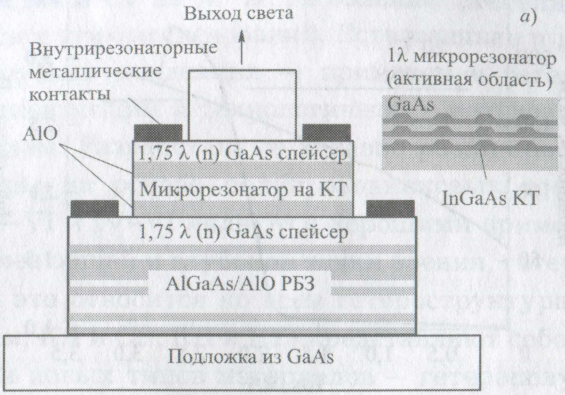
• Увеличение энергии связи экситонов.

II. Важные следствия для применений в электронике

• Уменьшенное значение порогового тока лазера и увеличенное дифференциальное усиление.

• Уменьшенная температурная зависимость порогового тока (проволоки).

• Температурная стабильность порогового тока (точки).



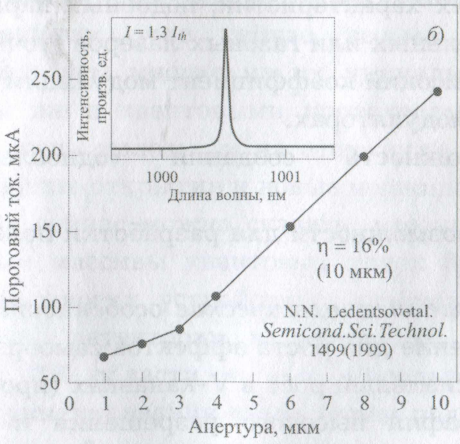


Рис. 18. (*а*) Схематическое изображение прибора КТ ВРПИЛ. Основные преимущества КТ: 1) отсутствие интерфейсной рекомбинации на апертуре; 2) уменьшение бокового растекания носителей из области апертуры. Возможность создания лазера на одиночной КТ с ультранизким пороговым током, (*б*) Зависимость порогового тока от размера апертуры: 1) низкие пороговые плотности тока (170 А $см^{-2}$ при 300 К); 2) низкие пороговые плотности тока при ультрамалых размерах апертуры; 3) спектральный диапазон 1,3 мкм на GaAs подложке

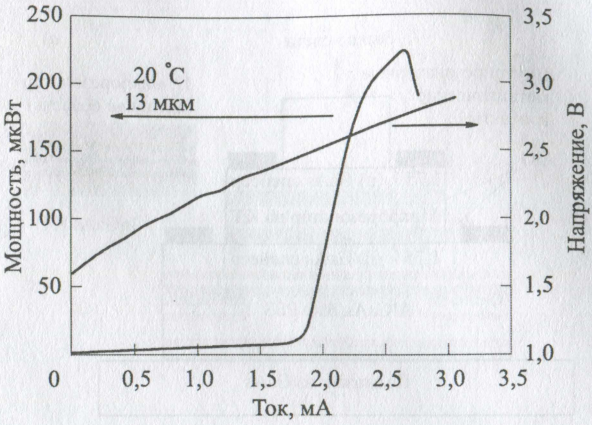


Рис. 19. КТ ВРПИЛ на GaAs, излучающий на длине волны 1,3 мкм

• Дискретный спектр усиления и возможность получения рабочих характеристик, подобных характеристикам твердотельных или газовых лазеров (точки).

• Более высокий коэффициент модуляции в электрооптических модуляторах.

• Возможность создания «одноэлектронных» устройств.

• Новые возможности для разработки полевых транзисторов.

III. Важные технологические особенности

• Применение для роста эффектов самоорганизации.

• Эпитаксиальный рост в V-канавках (проволоки).

• Литография высокого разрешения и травление структур с квантовыми ямами.

4. Тенденции развития

Недавно были получены впечатляющие результаты для коротковолновых источников излучения на основе II–VI-селенидов и III–V-нитридов. Использование гетероструктурных концепций и методов роста, разработан-

ных для КЯ и СР на $A^{III}B^{V}$, в большой степени определило успех этих исследований. Естественная и наиболее предсказуемая тенденция — применение гетероструктурных концепций и технологических методов к новым материалам. Разработанные недавно различные гетероструктуры на основе полупроводниковых соединений III–V, II–VI и IV–VI являются хорошими примерами.

С более общей и глубокой точки зрения, гетероструктуры (и это относится ко всем гетероструктурам: классическим, КЯ и СР, КП и КТ) представляют собой способ создания новых типов материалов — гетерополупроводников. Еще раз повторим слова Лео Есаки: вместо «Богом созданных кристаллов» мы сами создаем «кристаллы, сделанные человеком».

Классические гетероструктуры, квантовые ямы и сверхрешетки уже сейчас весьма совершенны, и мы используем многие из их уникальных свойств. Структуры же с квантовыми проволоками и точками пока еще очень молоды, и на этом пути нас ожидают захватывающие открытия и новые неожиданные применения. Уже сейчас можно сказать, что упорядоченные равновесные массивы квантовых точек будут использоваться во многих устройствах: лазерах, оптических модуляторах, детекторах и эмиттерах, работающих в дальней ИК области, и т. д. Использование резонансного туннелирования через атомы полупроводника, внедренные в более широкозонные слои, возможно, приведет к значительному улучшению характеристик приборов. В общем, структуры с КТ будут развиваться как «вширь», так и «вглубь».

«Вширь» подразумевает системы из новых материалов, которые охватят новые диапазоны энергетического спектра. Проблемы, связанные со сроком службы зеленых и синих полупроводниковых лазеров, и даже бо-

лее общие проблемы создания структур без дефектов на основе широкозонных полупроводников II–VI и III–V (нитридов), весьма вероятно, будут решены при использовании структур квантовых точек в этих системах.

«Вглубь» подразумевает понимание того, что степень упорядочения зависит от очень сложных условий роста, свойств материалов, конкретных значений поверхностной свободной энергии. Путь к резонансно-туннельным и одноэлектронным приборам и устройствам — глубокое и тщательное исследование и оценка этих параметров с целью достижения максимально возможной степени упорядочения. В целом, необходимо найти более сильные механизмы самоорганизации для создания упорядоченных массивов КТ.

В начале 1980-х я был приглашен прочитать лекцию о гетероструктурах и их применении в Amoco Photonic Center близ Чикаго, США.

Резюме моей лекции было следующим:

1. Гетероструктуры — новый тип полупроводниковых материалов; дорогой, сложный химически и технологически, но наиболее эффективный.

2. Современная электроника основана на использовании гетероструктур:

— ДГС-лазер — основной прибор современной оптоэлектроники;

— гетероструктурный фотодиод — самый эффективный и быстродействующий фотодиод;

— оптоэлектронные интегральные схемы: только с их помощью можно решить проблему высокой информационной плотности оптических систем связи.

3. Быстродействующая микроэлектроника будет создаваться, главным образом, на основе гетероструктур.

4. Высокотемпературная быстродействующая силовая электроника — новая обширная область применения гетероструктур.

5. Гетероструктуры в преобразовании солнечной энергии: самые дорогие солнечные элементы и самый дешевый производитель электрической энергии.

6. В XXI веке гетероструктуры оставят гомопереходам в электронике только 1%.

И даже через 20 лет я не хочу менять здесь ни одного слова.

Едва ли возможно отразить в статье все основные направления современной физики и технологии полупроводниковых гетероструктур. Их намного больше, чем было упомянуто. Многие ученые внесли свой вклад в этот впечатляющий прогресс, который не только в значительной степени определяет будущее развитие физики конденсированного состояния, полупроводниковых лазеров и коммуникационных технологий, но в каком-то смысле также и будущее человеческого общества. Я хотел бы также особо подчеркнуть роль ученых предыдущих поколений, тех, кто подготовил наш путь. Я счастлив, что имел возможность работать в этой области с самого начала. Я счастлив, что могу продолжать эту работу и сейчас.

Список литературы

1. *В. П. Жузе, Б. В. Курчатов* «К вопросу об электропроводимости закиси меди» ЖЭТФ **2** (5/6) 309 (1932); *V. P. Zhuze, B. V. Kurchatov* «Zur elektrischen Leitfähigkeit von Kupferoxydul» Phys. Z. Sowjetunion **2** (6) 453 (1932); *Ya. I. Frenkel, A. Ioffe* «On the electrical and photoelectric properties of contacts between a metal and semiconductor» Phys. Z. Sowjetunion **1** (1) 60 (1932).
2. *J. Frenkel* «On the transformation of light into heat in solids I, II» Phys. Rev. **37** 17, 1276 (1931); *Я. И. Френкель* «О поглощении света и прилипании электронов и положительных дырок в кри-

сталлических диэлектриках» ЖЭТФ **6** 647 (1936); *Е. Ф. Гросс, Н. А. Каррыев* «Поглощение света кристаллом закиси меди в инфракрасной и видимой части спектра» *ДАН СССР* **84** 261 (1952); «Оптический спектр экситона» ДАН СССР **84** 471 (1952).

3. *Б. И. Давыдов* «О контактном сопротивлении полупроводников» *ЖЭТФ* **9** 451 (1939).
4. *H. Welker* «Über neue halbleitende Verbindungen I, II» *Z. Naturforsch. A* **7** 744 (1952); *Z. Naturforsch. A* **8** 248 (1953); *Н. А. Горюнова* «Серое олово», Дисс. ... канд. хим. наук (Л.: ЛГУ, Физико-технический институт, 1951); *А. И. Блум, Н. П. Мокровский, А. Р. Регель* «Изучение электропроводимости полупроводников и интерметаллических соединений в твердом и жидком состояниях», Труды VII конференции по свойствам полупроводников, Киев, 1950; Изв. АН СССР. Сер. физ. **XVI** (2) 139 (1952).
5. *Shockley W.* «Circuit Element Utilizing Semiconductive Material», US Patent 2,569,347 (September 25, 1951).
6. *А. И. Губанов* «Теория контакта двух полупроводников с различным типом проводимости» *ЖТФ* **20** 1287 (1950); «Теория контакта двух полупроводников с проводимостью одного типа» *ЖТФ* **21** 304 (1951).
7. *H. Kroemer* «Theory of a wide-gap emitter for transistors» *Proc. IRE* **45** 1535 (1957); «Quasi-electric and quasi-magnetic fields in non-uniform semiconductors» RCA Rev. **18** 332 (1957).
8. *Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов* «Возможности использования непрямых переходов для получения отрицательной температуры в полупроводниках» ЖЭТФ **39** 1486 (1961) [Sov. Phys. JETP **12** 1033 (1961)].
9. *Д. Н. Наследов, А. А. Рогачев, С. М. Рыбкин, Б. В. Царенков* «Рекомбинационное излучение арсенида галлия» *ФТТ* **4** 1062 (1962) [Sov. Phys. Solid State **4** 782 (1962)].
10. *R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson* «Coherent light emission from GaAs junctions» Phys. Rev. Lett. **9** 366 (1962); *M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dills (Jr), G. Lasher* «Stimulated emission of radiation from GaAs p–n junctions» Appl. Phys. Lett. **1** 62 (1962); *N. Holonyak (Jr), S. F. Bevacqua* «Coherent (visible) light emission from $Ga(As_{1-x}P_x)$ junctions» Appl. Phys. Lett. **1** 82 (1962).
11. *Ж. И. Алферов, Р. Ф. Казаринов* «Полупроводниковый лазер с электрической накачкой», Авт. свид. № 181737, Заявка № 950840/26-25, Заявлено 30.03.1963; Бюлл. изобрет. (14) 147

(1975); *H. Kroemer* «A proposed class of heterojunction injection lasers» *Proc. IEEE* **51** 1782 (1963).

12. *Ж. И. Алферов, В. Б. Халфин, Р. Ф. Казаринов* «Об одной особенности инжекции в гетеропереходах» ФТТ **8** 3102 (1966) [Sov. Phys. Solid State **8** 2480 (1967)].
13. *Ж. И. Алферов* «О возможности создания выпрямителя на сверхвысокие плотности тока на основе p–i–n (p–n–n), (n– p–p)-структуры с гетеропереходами» ФТП **1** 436 (1967) [Sov. Phys. Semicond. **1** 358 (1967)].
14. *R. L. Anderson* «Germanium-gallium arsenide heterojunctions» IBM J. Res. Dev. **4** 283 (1960); «Experiments on Ge–GaAs heterojunctions» Solid State Electron. **5** 341 (1962).
15. *G. Natta, L. Passerini* Gazz. Chim. Ital. **58** 458 (1928); *V. M. Goldschmidt* «Crystal structure and chemical constitution» Trans. Faraday Soc. **25** 253 (1929).
16. *Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, В. С. Григорьева, Ю. В. Жиляев, Л. В. Крадинова, В. И. Корольков, Е. П. Морозов, О .А. Нинуа, Е. Л. Портной, В. Д. Прочухан, М. К. Трукан* «Инжекционная люминесценция эпитаксиальных гетеропереходов в системе GaP–GaAs» ФТТ **9** 279 (1967) [Sov. Phys. Solid State **9** 208 (1967)].
17. *Ж. И. Алферов, Ю. В. Жиляев, Ю. В. Шмарцев* «Расщепление зоны проводимости в «сверхрешетке» на основе GaP_xAs_{1-x}» **5** 196 (1971) [Sov. Phys. Semicond. **5** 174 (1971)].
18. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Д. Н. Третьяков, В. М. Тучкевич* «Высоковольтные p– n-переходы в кристаллах $Ga_xAl_{1-x}As$» ФТП **1** 1579 (1967) [Sov. Phys. Semicond. **1** 1313 (1968)]; *H. S. Rupprecht, J. M. Woodall, G. D. Pettit* «Efficient visible electroluminescence at 300 K from $Ga_{1-x}Al_xAs$ p–n junctions grown by liquid-phase epitaxy» Appl. Phys. Lett. **11** 81 (1967).
19. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков* «Инжекционные свойства гетеропереходов n-$Al_xGa_{1-x}As$–p-GaAs» ФТП **2** 1016 (1968) [Sov. Phys. Semicond. **2** 843 (1969)].
20. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков* «Когерентное излучение в эпитаксиальных структурах с гетеропереходами в системе AlAs– GaAs» ФТП **2** 1545 (1968) [*Sov. Phys. Semicond.* **2** 1289 (1969)].
21. (*а*) *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, Д. Н. Третьяков* «Рекомбинационное излучение в эпитаксиальных структурах в системе AlAs–GaAs», в кн. Труды 9-й

Международной конф. по физ. полупровод., Москва, 23–29 июля 1968 г. Т. 1 (Л.: Наука, 1969) с. 534; (b) *Zh. I. Alferov* «Electroluminescence of heavily-doped heterojunctions p-$Al_xGa_{1-x}As$–nGaAs» in Proc. of the Intern. Conf. on Luminescence, Newark, Delaware, USA, August 25–29, 1969 (Ed. F. Williams) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1970); *J. Lumin.* **1** 869 (1970); (c) *Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, Е. П. Морозов, Е. Л. Портной* «Диагональное туннелирование и поляризация излучения в гетеропереходах $Al_xGa_{1-x}As$–GaAs и p– n-переходах в GaAs» ФТП **3** 1054 (1969) [Sov. Phys. Semicond. **3** 885 (1970)]; (d) *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, А. А. Яковенко* «Рекомбинационное излучение в твердых растворах $Al_xGa_{1-x}As$ с переменной шириной запрещенной зоны» *ФТП* **3** 541 (1969) [Sov. Phys. Semicond. **3** 460 (1970)].

22. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, Е. Л. Портной, М. К. Трукан* «Инжекционные лазеры на основе гетеропереходов в системе AlAs–GaAs с низким порогом генерации при комнатной температуре» ФТП **3** 1328 (1969) [Sov. Phys. Semicond. **3** 1107 (1970)].

23. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, Е. Л. Портной, А. А. Яковенко* «Источники спонтанного излучения на основе структур с гетеропереходами в системе AlAs– GaAs» ФТП **3** 930 (1969) [Sov. Phys. Semicond. **3** 785 (1970)].

24. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, Каган М.Б., Протасов И.И., В. Г. Трофим* «Солнечные преобразователи на основе гетеропереходов p-$Al_xGa_{1-x}As$–n-GaAs» *ФТП* **4** 2378 (1970) [*Sov. Phys. Semicond.* **4** 2047 (1971)].

25. *Ж. И. Алферов, Ф. А. Ахмедов, В. И. Корольков, В. Г. Никитин* «Фототранзистор на основе гетеропереходов в системе GaAs–AlAs» ФТП **7** 1159 (1973) [Sov. Phys. Semicond. **7** 780 (1973)].

26. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, В. И. Корольков, В. Г. Никитин, А. А. Яковенко* «p–n–p–n-структуры на основе GaAs и твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$» ФТП **4** 578 (1970) [Sov. Phys. Semicond. **4** 481 (1971)].

27. *I. Hayashi* «Heterostructure lasers» IEEE Trans. Electron Dev. **ED-31** 1630 (1984).

28. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, Д. З. Гарбузов, Ю. В. Жиляев, Е. П. Морозов, Е. Л. Портной, В. Г. Трофим* «Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе AlAs- -GaAs на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима

генерации при комнатной температуре» ФТП **4** 1826 (1970) [Sov. Phys. Semicond. **4** 1573 (1971)].

29. *I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, S. Sumski* «Junction lasers which operate continuously at room temperature» Appl. Phys. Lett. **17** 109 (1970).

30. *Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, S. G. Konnikov, V. G. Nikitin, D. N. Tretyakov* «Heterojunctions on the base of $A^{III}B^{V}$ semiconducting compounds and of their solid solution» in Proc. of the Intern. Conf. on Physics Chemistry of Semiconductor Heterojunctions and Layer Structures, Budapest, October, 1970 Vol. 1 (Eds G. Szigeti et al.) (Budapest: Akademiai Kiadó, 1971) p. 93.

31. *G. A. Antipas, R. L. Moon, L. W. James, J. Edgecumbe, R. L. Bell* in Gallium Arsenide and Related Compounds, 1972 (Institute of Physics Conf. Series, Vol. 17) (London: Institute of Physics, 1973) p. 48.

32. *L. James, G. Antipas, R. Moon, J. Edecumbe, R. L. Bell* «Photoemission from cesium-oxide-activated InGaAsP» Appl. Phys. Lett. **22** 270 (1973).

33. *А. П. Богатов, Л. М. Долгинов, Л. В. Дружинина, П. Г. Елисеев, Л. Н. Свердлов, Е. Г. Шевченко* «Гетеролазеры на основе твердых растворов $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ и $Al_xGa_{1-x}Sb_yAs_{1-y}$» Квант. электрон. **1** 2294 (1974) [Sov. J. Quantum Electron. **1** 1281 (1974)];
J. J. Hsieh «Room-temperature operation of GaInAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1 μm» Appl. Phys. Lett. **28** 283 (1976).

34. *Ж. И. Алферов, И. Н. Арсентьев, Д. З. Гарбузов, С. Г. Конников, В. Д. Румянцев* «Генерация когерентного излучения в гетероструктурах $nGa_{0,5}In_{0,5}P$– $pGa_{x\sim0,55}In_{1-x}As_{y\sim0,10}P_{1-y}$–$nGa_{0,5}In_{0,5}P$» Письма в ЖТФ **1** 305 (1975) [Sov. Tech. Phys. Lett. **1** 147 (1975)]; *Ж. И. Алферов, И. Н. Арсентьев, Д. З. Гарбузов, В. Д. Румянцев* «Красные инжекционные гетеролазеры в системе Ga–In–As–P» Письма в ЖТФ **1** 406 (1975) [Sov. Tech. Phys. Lett. **1** 191 (1975)]; *W. R. Hitchens, N. Holonyak (Jr), P. D. Wright, J. J. Coleman* «Low-threshold LPE $In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z/In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z/In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z$ yellow double-heterojunction laser diodes ($J < 10^4$ A/cm^2, $I = 5850$ A, 77 K)» Appl. Phys. Lett. **27** 245 (1975).

35. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, Р. Ф. Казаринов, Е. Л. Портной, Р. А. Сурис* «Полупроводниковый оптический квантовый генератор», Авт. свид. № 392875 (СССР) МКИ H01 S 3/19, Заявка

№ 1677436/26-25, Заявлено 19.07.1971; Бюлл. изобрет. (1) 259 (1977).

36. *H. Kogelnik, C. V. Shank* «Stimulated emission in a periodic structure» Appl. Phys. Lett. **18** 152 (1971).
37. *Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис* «Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на контактной поверхности» ФТП **6** 1359 (1972) [Sov. Phys. Semicond. **6** 1184 (1973)].
38. *Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, Р. Ф. Казаринов, М. Н. Мизеров, Е. Л. Портной, Р. П. Сейсян, Р. А. Сурис* «ПКГ со сверхмалой расходимостью излучения» ФТП **8** 832 (1974) [*Sov. Phys. Semicond.* **8** 541 (1974)]; Ж. И. Алферов, С. А. Гуревич, Н. В. Клепикова, В. И. Кучинский, М. Н. Мизеров, Е. Л. Портной «Полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью во втором порядке» Письма в ЖТФ **1** 645 (1975) [Sov. Tech. Phys. Lett. **1** 286 (1975)].
39. *M. Nakamura, A. Yariv, H. W. Yen, S. Somekh, H. L. Garvin* «Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback» Appl. Phys. Lett. **22** 315 (1973).
40. *D. R. Scifres, R. D. Burnham, W. Streifer* «Distributed-feedback single heterojunction GaAs diode laser» Appl. Phys. Lett. **25** 203 (1974).
41. *H. Kroemer, G. Griffiths* «Staggered-lineup heterojunctions as sources of tunable bellow-gap radiation: Operating principle and semiconductor selection» IEEE Electron Dev. Lett. **EDL-4** 1, 20 (1983).
42. *А. Н. Баранов, Б. Е. Джурганов, А. М. Именков, А. А. Рогачев, Ю. М. Шерняков, Ю. П. Яковлев* «Генерация когерентного излучения в квантово-размерной структуре на одном гетеропереходе» ФТП **20** 2217 (1986) [Sov. Phys. Semicond. **20** 1385 (1986)].
43. *A. Y. Cho* «Film deposition by molecular-beam techniques» J. Vac. Sci. Technol. **8** (5) S31 (1971); «Growth of periodic structures by the molecular-beam method» Appl. Phys. Lett. **19** 467 (1971).
44. *H. M. Manasevit* «Single crystal GaAs on insulating substrates» Appl. Phys.Lett. **12** 156 (1968).
45. *R. D. Dupuis, P. D. Dapkus* «Room-temperature operation of $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ double-heterostructure lasers grown by metal-organic chemical vapor deposition» Appl. Phys. Lett. **31** 466 (1977).
46. *R. Dingle, W. Wiegmann, C. H. Henry* «Quantum states of confined carriers in very thin $Al_xGa_{1-x}As$–GaAs– $Al_xGa_{1-x}As$ heterostruc-tures» Phys. Rev. Lett. **33** 827 (1974).

47. *L. Esaki, R. Tsu* «Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors» IBM J. Res. Dev. **14** 61 (1970).

48. *Л. В. Келдыш «О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла» ФТТ* **4** *2265 (1962) [Sov. Phys. Solid State* **4** *1658 (1963)].*

49. *Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис «О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводнике со сверхрешетками» ФТП* **5** *797 (1971) [Sov. Phys. Semicond.* **5** *707 (1971)]; «К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешетками» ФТП* **6** *148 (1972) [Sov. Phys. Semicond.* **6** *120 (1972)]; «К теории электрических свойств полупроводников со сверхрешеткой» ФТП* **7** *488 (1973) [Sov. Phys. Semicond.* **7** *347 (1973)].*

50. *R. Tsu, L. Esaki «Tunneling in a finite superlattice» Appl. Phys. Lett.* **22** *562 (1973).*

51. *G. C. Osbourn «Strained-layer superlattices from lattice mismatched materials» J. Appl. Phys.* **53** *1586 (1982).*

52. *M. Ludowise, W. T. Dietze, C. R. Lewis, M. D. Camras, N. Holonyak (Jr), B. K. Fuller, M. A. Nixon «Continuous 300 K laser operation of strained superlattices» Appl. Phys. Lett.* **42** *487 (1983).*

53. *L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard, R. Ludeke «The growth of a GaAs–GaAlAs superlattice» J. Vac. Sci. Technol.* **10** *11 (1973).*

54. *L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu «Resonant tunneling in semiconductor double barriers» Appl. Phys. Lett.* **24** *593 (1974).*

55. *L. Esaki, L. L. Chang «New transport phenomenon in a semiconductor 'superlattice'» Phys. Rev. Lett.* **33** *495 (1974).*

56. *J. R. Schrieffer in Semiconductor Surface Physics (Ed. R.H. Kingston) (Philadelphia, PA: Univ. of Pennsylvania Press, 1957) p. 68.*

57. *A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, P. J. Stiles «Magneto-oscillatory conductance in silicon surfaces» Phys. Rev. Lett.* **16** *901 (1966).*

58. *V. N. Lutskii «Quantum-size effect — present state and perspective on experimental investigations» Phys. Status Solidi A* **1** *199 (1970).*

59. *R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann «Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices» Appl. Phys. Lett.* **33** *665 (1978).*

60. *D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, N. T. Linh «Two-dimensional electron gas MESFET structure» Electron. Lett.* **16** *667 (1980).*

61. *T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu «A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n- $Al_xGa_{1-x}As$ heterojunctions» Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2* **19** *L225 (1980).*

62. *J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, W. A. Nordland (Jr) «Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs–$Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ multilayer structures» Appl. Phys. Lett.* **26** *463 (1975).*

63. *R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, N. Holonyak (Jr), E. A. Rezek, R. Chin «Room-temperature laser operation of quantum-well $Ga_{1-x}Al_xAs$–GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition» Appl. Phys. Lett.* **32** *295 (1978).*

64. *W. T. Tsang «Extremely low threshold (AlGa)As graded-index waveguide separate-confinement heterostructure lasers grown by molecular beam epitaxy» Appl. Phys. Lett.* **40** *217 (1982).*

65. *E. A. Rezek, H. Shichijo, B. A. Vojak, N. Holonyak (Jr) «Confined-carrier luminescence of a thin $In_{1-x}Ga_xP_{1-z}As_z$ well ($x \sim 0.13$, $z \sim 0.29$, ~ 400 Å) in an InP p–n junction» Appl. Phys. Lett.* **31** *534 (1977).*

66. *Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, И. Н. Арсентьев, Б. Я. Бер, Л. С. Вавилова, В. В. Красовский, А. В. Чудинов «Ожепрофили состава и люминесцентные исследования жидкофазных InGaAsP-гетероструктур с активными областями $(1,5-5) \times 10^{-6}$ см» ФТП* **19** *1108 (1985) [Sov. Phys. Semicond.* **19** *679 (1985)].*

67. *Ж. И. Алферов, В. М. Андреев, А. А. Воднев, С. Г. Конников, В. Р. Ларионов, К. Ю. Погребицкий, В. Д. Румянцев, В. П. Хвостиков «AlGaAs-гетероструктуры с квантово-размерными слоями, полученные низкотемпературной жидкофазной эпитаксией» Письма в ЖТФ* **12** *1089 (1986) [Sov. Tech. Phys. Lett.* **12** *450 (1986)].*

68. *Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, К. Ю. Кижаев, А. Б. Нивин, С. А. Никишин, А. В. Овчинников, З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, А. В. Чудинов «Низкопороговые InGaAsP/InP лазеры раздельного ограничения с $\lambda = 1,3$ мкм и $\lambda = 1,55$ мкм ($j_{пор} = 600 - 700$ А/см^2)» Письма в ЖТФ* **12** *210 (1986) [Sov. Tech. Phys. Lett.* **12** *87 (1986)]; Ж. И. Алферов, Н. Ю. Антонишкис, И. Н. Арсентьев, Д. З. Гарбузов, А. В. Тикунов, В. Б. Халфин «Низко-*

пороговые квантово-размерные InGaAsP/GaAs РО ДГ лазеры, изготовленные методом жидкостной эпитаксии ($\lambda = 0,86$ мкм, $I_п = 90$ А/см^2, $L = \infty$; $I_п = 165$ А/см^2, $L = 1150$ мкм, $T = 300$ К)» ФТП **21** 1501 (1987) [Sov. Phys. Semicond. **21** 914 (1987)].

69. *Ж. И. Алферов, Н. Ю. Антонишкис, В. И. Колышкин, Т. А. Налет, Н. А. Стругов, А. В. Тикунов* «Квантово-размерные InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0,86 - 0,78$ мкм) лазеры раздельного ограничения ($I_п = 100$ А/см^2, к.п.д. = 59%)» ФТП **22** 1031 (1988) [Sov. Phys. Semicond. **22** 650 (1988)]; Garbuzov D.Z. et al., Technical Digest CLEO, paper THU44 (1988) p. 396.

70. *Garbuzov D.Z. et al.* in 12th IEEE Intern. Semiconductor Laser Conf., Davos, Switzerland, Sept. 1990, Conf. Digest, paper L-33 (1990) p. 238.

71. *Ж. И. Алферов, А. М. Васильев, С. В. Иванов, П. С. Копьев, Н. Н. Леденцов, М. Э. Луценко, Б. Я. Мельцер, В. М. Устинов* «Снижение пороговой плотности тока в GaAs– AlGaAs ДГС РО квантово-размерных лазерах ($J_п = 52$ А/см^2, $T = 300$ К) при ограничении квантовой ямы короткопериодной сверхрешеткой с переменным шагом» Письма в ЖТФ **14** 1803 (1988) [Sov. Tech. Phys. Lett. **14** 782 (1988)].

72. *J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho* «Quantum cascade laser» Science **264** 553 (1994).

73. *v. K. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper «New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance» Phys. Rev. Lett. **45** 494 (1980).*

74. *D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard «Two-dimensional magneto-transport in the extreme quantum limit» Phys. Rev. Lett. **48** 1559 (1982).*

75. *Y. Arakawa, H. Sakaki «Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current» Appl. Phys. Lett. **40** 939 (1982).*

76. *А. И. Екимов, А. А. Онущенко «Квантовый размерный эффект в трехмерных микрокристаллах полупроводников» Письма в ЖЭТФ **34** 363 (1981) [JETP Lett. **34** 345 (1981)].*

77. *L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse, G. Le Roux «Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices» Appl. Phys. Lett. **47** 1099 (1985).*

78. *N. N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Christen, R. Heitz, J. Böhrer, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, S. S. Ruvimov,*

P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov «Luminescence and structural properties of (In, Ga)As–GaAs quantum dots» in Proc. of the 22nd Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, Vancouver, Canada, Aug. 15–19, 1994 Vol. 3 (Ed. D.J. Lockwood) (Singapore: World Scientific Publ. Co., 1995) p. 1855.

79. *Ж. И. Алферов, Н. Ю. Гордеев, С. В. Зайцев, П. С. Копьев, И. В. Кочнев, В. В. Комин, И. Л. Крестников, Н. Н. Леденцов, А. В. Лунев, М. В. Максимов, С. С. Рувимов, А. В. Сахаров, А. Ф. Цацульников, Ю. М. Шерняков, Д. Бимберг* «Низкопороговый инжекционный гетеролазер на квантовых точках, полученный методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений» ФТП **30** 357 (1996) [Semicond. **30** 197 (1996)].
80. *V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, D. Bimberg* «Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands» Phys. Rev. Lett. **75** 2968 (1995).
81. *Ж. И. Алферов, Н. А. Берт, А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков, П. С. Копьев, А. О. Косогов, И. Л. Крестников, Н. Н. Леденцов, А. В. Лунев, М. В. Максимов, А. В. Сахаров, В. М. Устинов, А. Ф. Цацульников, Ю. М. Шерняков, Д. Бимберг* «Инжекционный гетеролазер на основе массивов вертикально связанных квантовых точек InAs в матрице GaAs» ФТП **30** 351 (1996) [Semicond. **30** 194 (1996)].
82. *N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich* «Low threshold, large T_0 injection laser emission from (InGa)As quantum dots» Electron. Lett. **30** 1416 (1994).
83. *G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, D. G. Deppe* «Low-threshold oxide-confined 1.3 μm quantum-dot laser» IEEE Photon. Technol. Lett. **12** 230 (2000).
84. *A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, N. A. Maleev, V. M. Ustinov, D. A. Lifshits, I. S. Tarasov, D. A. Bedarev, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov, I. P. Soshnikov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg* «3.9 W CW power from sub-monolayer quantum dot diode laser» Electron. Lett. **35** 1845 (1999).
85. *L. V. Asryan., R. A. Suris* «Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser» Semicond. Sci. Tehnol. **11** 554 (1996).

86. *A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsatsul'nikov, N. N. Ledentsov, S. V. Zaitsev, N. Yu. Gordeev, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov* «Negative characteristic temperature of InGaAs quantum dot injection laser» Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 1 **36** 4216 (1997).

87. *G. Park, O. B. Shchekin, S. Csutak, D. L. Huffaker, D. Deppe*«Room-temperature continuous-wave operation of a single-layered 1.3 μm quantum dot laser» Appl. Phys. Lett. **75** 3267 (1999).

88. *J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, D. Bimberg* «Vertical cavity lasers based on vertically coupled quantum dots» Electron. Lett. **33** 1150 (1997).

89. *J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, M. V. Maximov, B. V. Volovik, Zh. I. Alferov, D. Bimberg* «InAs–InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates emitting at 1.3 μm» Electron. Lett. **36** 1384 (2000).