

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

К 100-летию Нобелевских премий

(о работах российских лауреатов Нобелевской премии по физике)

К.Н. Мухин, А.Ф. Сустанов, В.Н. Тихонов

В связи с недавно исполнившимся столетием учреждения Нобелевских премий дан популярный обзор становления и развития нескольких разделов физики, в которые существенный вклад внесли российские лауреаты Нобелевских премий: П.А. Черенков, И.Е. Тамм, И.М. Франк, Л.Д. Ландау, Н.Г. Басов, А.М. Прохоров, П.Л. Капица и Ж.И. Алферов. Кроме работ этих физиков кратко обсуждаются наиболее значительные работы их зарубежных и отечественных коллег, предшественников и последователей. Охарактеризовано современное состояние рассмотренных разделов физики и практическая значимость достигнутых успехов для науки, техники и повседневной жизни.

PACS numbers: 01.65.+g, 42.50.-p, 67.40.-w, 74.20.-z

Содержание

1. Введение (511).
2. Сверхпроводимость и сверхтекучесть (513).
 - 2.1. История вопроса. 2.2. Сверхтекучесть: эксперименты Капицы и элементарное представление о теориях Тиссы, Ландау и Боголюбова. 2.3. Низкотемпературная сверхпроводимость (НТСП): экспериментальные предпосылки и элементарное представление о теориях Гинзбурга–Ландау и Бардина–Купера–Шриффера. 2.4. Высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП). 2.5. Применение НТСП и ВТСП в науке и технике.
3. Излучение Вавилова – Черенкова и родственные эффекты (532).
 - 3.1. История открытия. 3.2. Элементы теории Тамма–Франка. 3.3. Практическое применение. 3.4. Переходное излучение Гинзбурга–Франка.
4. Квантовая электроника (539).
 - 4.1. История основных идей и открытий. Мазеры и лазеры. Работы Таунса, Басова, Прохорова. 4.2. Принцип работы квантового генератора. 4.3. Мазеры-генераторы и мазеры-усилители. Типы и применение. 4.4. Лазеры (твердотельные, жидкостные, газовые и плазменные). Схемы уровней и режимы работы. Применение. 4.5. Лазеры на свободных переходах. 4.6. Применение лазеров.
5. Физика полупроводников (553).
 - 5.1. Школы А.Ф. Иоффе и Б.М. Вула. 5.2. Что такое полупроводники. 5.3. Модельные представления. 5.4. Свойства некоторых конкретных полупроводников. 5.5. Электронно-дырочный переход. 5.6. Гетеропереход, гетероструктуры и их преимуще-

ства. Работы Алферова. 5.7. Принципы конструкции некоторых полупроводниковых приборов. 5.8. Интегральные микросхемы. 5.9. Полупроводниковый лазер. 5.10. Новая квантовая физика полупроводников.

6. Заключение (564).

Список литературы (567).

1. Введение

Настоящая статья посвящена описанию открытия и исследования нескольких экзотических явлений в макрофизике¹. Она является своеобразным продолжением предыдущих статей, в которых были рассмотрены экзотические процессы в микрофизике, т.е. в ядерной физике [2] и физике элементарных частиц [3]. Заметим, что, задумывая эту статью, мы сразу же столкнулись с большой трудностью из-за необъятности материала. Ведь, в сущности, экзотична вся макрофизика, а она неизмеримо шире, чем та же физика элементарных частиц, для популярного описания экзотики в которой потребовался довольно большой объем статьи [3].

Что выбрать, по какому критерию? Ясно было только, что статья должна быть столь же популярной, как и две предыдущие, так как весь цикл "экзотических статей" рассчитан на начинающих физиков (студентов) или физиков с уже определившейся специализацией (отличной от рассматриваемой тематики), но интересующихся данными вопросами. Значит, статья не должна быть обзором, посвященным какому-нибудь одному вопросу, ибо в этом случае неизбежно пропадет популярность и отсеется широкий круг читателей.

¹ Мы использовали здесь терминологию автора статьи [1], который делит всю собственно физику на макрофизику и микрофизику (выделяя дополнительно еще и астрофизику). В России для обозначения тематики, относящейся к макрофизике, часто используется также словосочетание "общая физика".

К.Н. Мухин, А.Ф. Сустанов, В.Н. Тихонов. Российский научный центр "Курчатовский институт", Институт общей и ядерной физики 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация
Тел. (095) 196-75-71, 196-76-63. Факс (095) 196-91-33
E-mail: mukhin@chen.net.kiae.ru

Статья поступила 16 июля 2002 г.,
после доработки 25 февраля 2003 г.



Рис. 1. Российские лауреаты Нобелевской премии по физике.

А, признаться, такая мысль — об обзоре — вначале была. Она возникла в связи с недавним награждением Нобелевской премией Ж.И. Алферова. Захотелось написать о его деятельности в области исследования свойств полупроводников. И даже начали писать, но очень скоро увидели, что получается именно обзор, чего делать не следует. Однако успех Ж.И. Алферова все-таки помог нам найти критерий отбора материала. Мы решили выбрать из экзотических явлений общей физики такие, в открытие, объяснение и изучение которых внесли очень существенный, а иногда даже решающий вклад российской физики — лауреаты Нобелевской премии (рис. 1).

Как известно, теперь их стало восемь и все они в свое время были избраны в АН СССР. Это И.Е. Тамм, И.М. Франк и П.А. Черенков (премия 1958 г.); Л.Д. Ландау (1962 г.); Н.Г. Басов и А.М. Прохоров (1964 г.); П.Л. Капица (1978 г.) и, наконец, после большого перерыва Ж.И. Алферов (2000 г.). А занимались они следующими направлениями: излучение Вавилова–Черенкова, сверхтекучесть и сверхпроводимость, квантовые генераторы (мазеры и лазеры) и физика полупроводников (включая гетероструктуры). Этим направлениям (но в несколько другом порядке) и будет посвящена наша статья.

В первую очередь (в разделе 2) мы расскажем о сверхтекучести и сверхпроводимости, поскольку истори-

чески два важнейших результата по этим направлениям были достигнуты (правда, не в России, а в Голландии) раньше всех остальных, рассматриваемых в этой статье (сжижение гелия — в 1908 г. и открытие сверхпроводимости — в 1911 г.), а их автор Камерлинг-Оннес уже в 1913 г. был награжден Нобелевской премией по физике.

К слову сказать, такая быстрая реакция Нобелевского комитета на открытия в общей физике довольно большая редкость. Все русские лауреаты, кроме Н.Г. Басова и А.М. Прохорова, ждали своей очереди по 20–30 и даже 40 (П.Л. Капица) лет!

Итак, раздел 2 мы начнем с рассказа об открытии и популярного объяснения двух экзотик, а точнее "сверхэкзотик" — сверхтекучести и сверхпроводимости, что связано с деятельностью не только упомянутых выше Камерлинг-Оннеса, Капицы и Ландау, но и Мейснера, братьев Лондонов, Гинзбурга, Тиссы, Боголюбова, Бардина, Купера, Шриффера (трое последних — лауреаты Нобелевской премии) и многих других. Кроме того, в отдельном разделе будет рассказано об открытии Беднорцем и Мюллером высокотемпературной сверхпроводимости (еще одна "сверхэкзотика" и еще одна Нобелевская премия, которая на этот раз была вручена через год после открытия) и о феноменально быстром росте критической температуры высокотемпературных сверхпроводников. А в заключение описания свойств бозе-систем обсудим самое последнее достижение в этой области (увенчанное Нобелевской премией 2001 г.) — получение в лабораторных условиях бозе-эйнштейновской конденсации в разреженных газах щелочных металлов (конкретно — ^{87}Rb). В конце раздела рассмотрено техническое применение низкотемпературной и перспективы применения высокотемпературной сверхпроводимости.

В разделе 3 описывается излучение Вавилова–Черенкова, объяснение которого было дано И.Е. Таммом и И.М. Франком. В этом процессе, казалось бы, тоже можно было усмотреть два сверхэкзотических явления: движение частиц со скоростью *больше скорости света* (правда, не в вакууме, а в среде с показателем преломления больше единицы) и испускание ими электромагнитного излучения *при равномерном и прямолинейном движении* (но также в среде). Кроме работ упомянутых выше первооткрывателей, мы расскажем здесь о вкладах в исследование этого эффекта, внесенных Э. Ферми и В.Л. Гинзбургом, а также о применении черенковских счетчиков в физике элементарных частиц. В разделе 3.4 обсуждается своеобразное "родственное" явление — переходное излучение, предсказанное в 1945 г. В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком и подтвержденное экспериментально в 1959 г. Гольдсмитом и Джелли.

Раздел 4 посвящен становлению квантовой электроники трудами Ч. Таунса, Н.Г. Басова и А.М. Прохорова, разделившими (в соотношении 1/2, 1/4 и 1/4) Нобелевскую премию. Здесь говорится о зарождении (Эйнштейн, 1917 г.), развитии (Дирак, 1927 г. [4]) и реализации основополагающей идеи о возможности генерации высокочастотных колебаний в активной среде при инверсной населенности ее энергетических состояний. В частности, рассказано о способе получения инверсной населенности методом трех и четырех уровней, о необходимости накачки и резонатора для осуществления генерации, о создании упомянутыми выше физиками первого мазера, т.е. молекулярного генератора, работающего в СВЧ-

радиодиапазоне, а несколько позже Т. Мейманом (США) — первого оптического генератора — рубинового лазера. В последующих разделах рассмотрены разные классы существующих мазеров (генераторов и усилителей, в том числе природных) и лазеров (твердотельных, жидкостных, газовых, плазменных (рентгеновских) и на свободных электронах); описаны режимы их работы и указаны области применения.

И, наконец, раздел 5 посвящен полупроводникам, за исследование свойств которых три физика: Дж. Килби (США), Ж.И. Алферов (Россия) и Г. Кремер (США) были награждены Нобелевской премией сравнительно недавно — в 2000 г. Как и предыдущие, этот раздел начинается с популярного введения основных понятий и модельных представлений, развитых в классической и квантовой физике для объяснения свойств полупроводников, в частности элементов зонной теории, понятия об электронно-дырочном переходе и др. Затем рассказывается о свойствах некоторых конкретных полупроводников и способах получения полупроводников с заданными свойствами. Особое внимание уделяется современному направлению физики полупроводников — гетероструктурам (в частности, двойным), на основе которых созданы непрерывно действующие полупроводниковые лазеры, работающие при комнатной температуре, и мощные солнечные батареи для космических станций, а также развивается новая вполне экзотическая квантовая физика низкоразмерного электронного газа. Достаточно сказать, что в ней фигурируют довольно странные для непосвященных понятия (так называемые "квантовая яма", "квантовая проволока" и "квантовая точка"). Конечно, в этом разделе воздается должное предшественникам современных лауреатов: Дж. Бардину, У. Браттейну и У. Шокли (Нобелевская премия 1956 г.), открывшим транзисторный эффект. В заключение описаны многочисленные полупроводниковые приборы самого разнообразного назначения (в том числе полупроводниковые лазеры) и подчеркнуты исключительные возможности современной микроэлектроники, которые она получила благодаря использованию интегральных схем, собственная экзотичность которых вполне очевидна.

Не исключено, что принятый нами критерий отбора материала может кому-нибудь показаться довольно надуманным и не очень научным. В его защиту скажем следующее.

1. Начинающие физики "должны знать своих героев". Особенно сейчас, когда весь мир отмечает недавно исполнившееся столетие со дня учреждения Нобелевских премий.

2. Вместе с тем выбранный критерий отнюдь не проявление ура-патриотизма или чрезмерного возвеличивания заслуг Нобелевских лауреатов. Уже из приведенного выше краткого описания содержания статьи видно, что в ней будет рассказано о работах не только российских ученых и не только лауреатов, но и многих зарубежных физиков (в том числе — лауреатов), работавших раньше или работающих сейчас в рассматриваемых в статье областях науки.

3. Все выбранные направления не просто экзотичны, а уже привели к колоссальным достижениям в науке, технике и быту. Вспомните хотя бы черенковские детекторы и сверхмощные магниты со сверхпроводящей обмоткой, используемые на современных ускорителях,

медицинские лазеры и томографы, дальнюю космическую связь, мобильные телефоны и компакт-диски (аудио и видео), компьютеры и Интернет, световые указатели в бытовых приборах, разноцветные рекламы на улицах и т.д. и т.п.

4. Наконец, все выбранные нами направления продолжают развиваться и в перспективе могут привести к исключительно важным результатам. Например, к открытию сверхпроводимости при комнатной температуре, созданию ЭВМ с невообразимо высоким быстродействием, сверхэкзотическим открытиям в физике элементарных частиц.

Мы сознаем, однако, что наш выбор материала имеет наряду с положительными и отрицательные стороны. Во-первых, по замыслу статьи ее содержание автоматически ограничено описанием тех достижений, которые были получены в период деятельности перечисленных выше восьми российских ученых, а о том, что было сделано до и после этого, мы были вынуждены рассказывать лишь вкратце, дополняя недосказанное ссылками на литературу (в основном, для удобства читателя, на обзоры *УФН*). Во-вторых, из-за специфики нашего критерия отбора материала содержание входящих в статью разделов получилось довольно разнородным. Действительно, в статье надо было рассказать не только о достаточно простых вопросах классической электродинамики, но и о квантовой жидкости, элементах теории твердого тела и свойствах полупроводников, основных понятиях квантовой электроники и принципах работы мазера и лазера, загадках сверхтекучести и сверхпроводимости, интегральных схемах и микроэлектронике. И все это надо было сделать достаточно кратко, популярно (что называется, "без формул"), но интересно, физично и по возможности без вульгаризации. Однако это уже наши трудности. А о том, как нам удалось с ними справиться, судить читателю. Критику примем с благодарностью. Но признаемся, что рассчитываем на некоторую снисходительность при оценке наших попыток популяризации элементов той или иной теории, поскольку мы физики-экспериментаторы.

2. Сверхпроводимость и сверхтекучесть

2.1. История вопроса

Прежде чем начать изложение материала этого раздела, заметим, что при его написании мы широко использовали сравнительно недавний доклад В.Л. Гинзбурга [5], посвященный истории изучения сверхпроводимости и перспективам дальнейших исследований в этой области. Мы очень надеемся, что пробелы, неизбежные в нашем популярном изложении рассматриваемого вопроса, читатель будет восполнять, обращаясь время от времени к этому чрезвычайно интересному и поучительному докладу. Для нас ознакомление с ним оказалось совершенно необходимым. Мы не знаем другого примера такого концентрированного изложения вопроса о сверхпроводимости (да и сверхтекучести тоже).

Как известно, сверхпроводимостью называется явление перехода вещества при его охлаждении ниже характерной для него критической температуры T_c из нормального состояния в состояние с нулевым электрическим сопротивлением постоянному (а также обычному, не высокочастотному переменному) току. Эксперимен-

тально нулевое сопротивление сверхпроводника (свернутого в замкнутое кольцо) наиболее убедительно подтверждается непрерывной циркулирующей в нем однажды возбужденного тока в течение нескольких лет. Это позволило оценить верхнюю границу сопротивления сверхпроводника равной 10^{-23} Ом см⁻¹, что в 10^{14} раз меньше сопротивления особо чистого образца меди при низкой температуре (Cu, Ag, Au, Pt, а также ряд щелочных и щелочноземельных элементов не являются сверхпроводниками).

В настоящее время известны две разновидности сверхпроводимости: низкотемпературная (далее НТСП) и высокотемпературная (ВТСП). Вначале была открыта НТСП, и это естественно, поскольку из опытов следовало плавное уменьшение сопротивления металлов и сплавов со снижением температуры. Самые низкие температуры в начале XX столетия можно было получить с помощью жидкого гелия, который позволяет проводить эксперименты при температурах, достаточно близких к абсолютному нулю (температура кипения жидкого гелия при атмосферном давлении 4,2 К, при понижении давления она снижается).

Впервые гелий был сжижен в 1908 г. в Лейденской лаборатории Камерлинг-Оннеса (Голландия), где сразу же после этого началось исследование электропроводности металлов при температурах, близких к абсолютному нулю. При этом ожидалось, что с дальнейшим снижением температуры до значения $T \sim 0$ К сопротивление проводников будет уменьшаться плавно, как и в области исследованных ранее более высоких температур. Однако эксперименты привели к совершенно неожиданному явлению скачкообразного перехода проводника из нормального в сверхпроводящее состояние при разных критических температурах T_c для различных веществ. Таким образом, сверхпроводник — это не просто идеальный проводник с исчезающе малым сопротивлением, а некоторое новое фазовое состояние данного вещества.

Первый результат был получен Камерлинг-Оннесом в 1911 г. для ртути, имеющей $T_c = 4,15$ К [6], а в 1913 г. сверхпроводимость была обнаружена у белого олова ($T_c \approx 3,7$ К) и свинца ($T_c \approx 7,2$ К). В этом же году Камерлинг-Оннес установил, что при пропускании через сверхпроводник достаточно сильного тока $I > I_c$ (где I_c — так называемый критический ток) сверхпроводимость исчезает и сверхпроводник переходит в нормальное состояние². В 1914 г. в этой же лаборатории был обнаружен аналогичный эффект нарушения сверхпроводимости при помещении сверхпроводника в достаточно сильное внешнее магнитное поле $H > H_c(T)$, где в хорошем приближении

$$H_c(T) \approx H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

Из формулы (1) видно, что $H_c(T)$ с уменьшением T растет от нуля (при $T = T_c$) до максимального значения H_0 (при $T = 0$), которое и считается магниторазрушающей характеристикой сверхпроводника. Для упомянутых

выше сверхпроводников она равна: $H_0(\text{Hg}) \approx 400$ Э, $H_0(\text{Sn}) \approx 300$ Э, $H_0(\text{Pb}) \approx 800$ Э.

В настоящее время сверхпроводники с подобным поведением во внешнем магнитном поле называются сверхпроводниками 1-го рода. В отличие от них у сверхпроводников 2-го рода переход в нормальное состояние при увеличении поля происходит не скачкообразно, а постепенно. Он начинается при нижнем значении критического поля H_{c1} и заканчивается при верхнем H_{c2} (подробнее о свойствах сверхпроводников 2-го рода см. раздел 2.3).

Изучение магнитных свойств сверхпроводников позволило в том же 1914 г. и в той же лаборатории найти для них практическое применение — построить первый магнит со сверхпроводящей обмоткой. Вообще вплоть до 20-х годов прошлого столетия жидкий гелий умели получать только в Лейденской лаборатории Камерлинг-Оннеса, только там открывали новые сверхпроводники и исследовали их свойства. Положение изменилось в начале 20-х годов, когда стали функционировать криогенные лаборатории в Канаде и Германии. В частности, в Берлинской лаборатории В. Мейснера в конце 20-х годов было открыто много новых сверхпроводящих сплавов и соединений, а в 1933 г. — эффект выталкивания магнитного поля из массивного сверхпроводника (эффект Мейснера) [7].

Теоретическое описание эффекта Мейснера было дано в 1935 г. в работе Ф. и Х. Лондонов, предложивших феноменологическое уравнение, описывающее распределение магнитного поля в сверхпроводниках [8].

В частности, они получили закон убывания напряженности магнитного поля $H(z)$ в зависимости от расстояния в глубь сверхпроводника z :

$$H(z) = H(0) \exp\left(-\frac{z}{\lambda_L}\right), \quad (2)$$

где $H(0)$ — напряженность поля на поверхности сверхпроводника, $\lambda_L = (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$, m и e — масса и заряд электрона, n_s — концентрация сверхпроводящих электронов. Из формулы (2) видно, что магнитное поле проникает в сверхпроводник только на глубину порядка λ_L , которая для металлов равна примерно 10^{-6} см. Суть эффекта Мейснера заключается в том, что при $H < H_c$ в поверхностном слое сверхпроводящего массивного тела появляется круговой незатухающий ток, магнитное поле которого компенсирует внешнее поле в толще сверхпроводника.

Теория Лондонов сыграла значительную роль в объяснении особенностей сверхпроводимости, но она была применима лишь в случае слабых полей ($H \ll H_c$) и не позволяла, например, получить правильное выражение для критического поля H_c в случае тонких пленок. На смену ей в 1950 г. пришла теория Гинзбурга — Ландау, о которой мы расскажем несколько ниже, а сейчас продолжим изложение истории исследований в области низких температур, обратив теперь основное внимание на изучение свойств жидкого гелия.

Успехи Камерлинг-Оннеса и других сотрудников Лейденской лаборатории в этой области были не менее впечатляющими, чем в области изучения сверхпроводимости. Уже в 1911 г. была обнаружена аномальная зависимость плотности гелия ρ от температуры T . Оказалось, что при $T = 2,17$ К монотонный рост плотности с уменьшением температуры резко обрывается и

² За исследования свойств тел при низких температурах и получение жидкого гелия Камерлинг-Оннес был награжден Нобелевской премией по физике за 1913 г.

плотность выходит на плато. Температуру $T = 2,17$ К при давлении насыщенных паров He 38,8 мм рт. ст. называют точкой λ -перехода. При λ -переходе наблюдаются аномалии (λ -особенности) в поведении и некоторых других величин, которые связывают с фазовым переходом II рода жидкого гелия из состояния HeI (при $T > T_\lambda$) в HeII (при $T < T_\lambda$).

Перечислим некоторые λ -особенности HeII. В 1922 г. Камерлинг-Оннес открыл эффект перетекания HeII из сосуда в сосуд непосредственно по их стенкам, края которых были расположены выше уровня жидкости. По открытой поверхности сосудов HeII течет в виде толстой (~ 100 атомных слоев) пленки. В 30-е годы была обнаружена λ -особенность в поведении теплопроводности HeII, а в 1936 г. В. Кеезом открыл у него сверхтеплопроводность, которая примерно в 10^6 раз выше теплопроводности HeI [9].

В конце 30-х годов эстафету в исследовании свойств жидкого гелия подхватили П.Л. Капица [10] и Ф. Аллен и А.Д. Майзнер [11], которые в 1938 г. открыли сверхтекучесть HeII, т.е. способность без трения протекать сквозь очень узкие ($d \sim 10^{-5}$ см) капилляры и щели (бездиссипативное, не испытывающее торможения течение). Дальнейшее изучение сверхтекучести нашло отражение в опубликованных в самом начале 40-х годов работах П.Л. Капицы [12] и Л.Д. Ландау [13], создавшего теорию сверхтекучести³. Симптоматично, что в конце своей статьи Ландау указал на возможность рассмотрения сверхпроводимости как сверхтекучести электронной жидкости в металлах.

Правда, с высот наших сегодняшних знаний это указание выглядит несколько феноменологическим, так как, строя свою теорию для ^4He , т.е. для бозе-частиц, Ландау не опирался на особые свойства статистики Бозе–Эйнштейна, позволяющие связать с ними сверхтекучесть ^4He при низких температурах. И тем более никто (в том числе и Ландау) не знал тогда, как можно использовать статистику Бозе–Эйнштейна для объяснения сверхтекучести электронной жидкости, состоящей из частиц, подчиняющихся статистике Ферми–Дирака. Однако для качественного объяснения сверхтекучести ^4He теория Ландау 1941 г., основанная на рассмотрении двухжидкостной модели сыграла весьма важную роль, а после дополнения ее в 1947 г. соображениями о форме энергетического спектра элементарных возбуждений HeII [15] стала особенно знаменитой.

Сказать, что свойства статистики Бозе–Эйнштейна никем не использовались для описания сверхтекучести жидкого гелия, нельзя. Раньше других такую попытку предприняли Ф. Лондон [16], заметивший, что сверхтекучесть можно рассматривать как макроскопическое квантовое явление, связанное с бозе-эйнштейновской конденсацией, и Тисса [17], положивший в основу своей теории представление о ^4He как о вырожденном идеальном бозе-газе. Однако последний был справедливо раскритикован Ландау за неучет взаимодействия между частицами. Следующий шаг был сделан в 1947 г. Н.Н. Боголюбовым, который построил первую микроскопиче-

скую и вполне реалистическую теорию, опирающуюся на модель *неидеального* газа Бозе–Эйнштейна со слабым взаимодействием между частицами [18]. (Подробнее о работах Капицы, Тиссы, Ландау и Боголюбова см. раздел 2.2.)

Вернемся теперь снова к разговору о сверхпроводимости и начнем с обещанного рассказа о теории Гинзбурга–Ландау [19], являющейся обобщением упомянутой выше теории Лондонов [8]. Новая теория расширила область соответствия с экспериментом на сильные поля и позволила объяснить особенности поведения тонких пленок и других сверхпроводящих образцов в магнитном поле. Однако, на наш взгляд, самым значительным успехом теории [19] является то, что это было весьма существенное продвижение от феноменологической аналогии сверхпроводимости со сверхтекучестью электронной жидкости к микроскопической теории сверхпроводимости. Подробно мы об этом поговорим в разделе 2.3, а сейчас расскажем только об одном весьма поучительном и мало кому известном эпизоде, подтверждающем высказанное утверждение (см. [5, 20]).

Очевидно, что в любой теории сверхпроводимости обязательно должен фигурировать электрический заряд. В теории Гинзбурга–Ландау его обозначили буквой e^* , но при обсуждении физической сущности и значения e^* мнения авторов теории разделились: В.Л. Гинзбург предлагал рассматривать e^* как эффективный заряд и считать его свободным параметром теории. Л.Д. Ландау с этим не согласился из-за неуниверсальности эффективного заряда, и в статье [19] было принято значение $e^* = e$, где e — заряд электрона (который, конечно, универсален).

Однако В.Л. Гинзбург не отказался от мысли о e^* как о свободном параметре и в [21] предложил простой способ определения его значения из сравнения некоторых результатов теории (в которые входит e^*) с экспериментом, а в [22], применив этот способ, получил $e^* = (2-3)e$, при котором теория лучше согласуется с опытом, чем при $e^* = e$. С этим результатом (и с упомянутым мнением Л.Д. Ландау о нем) статья [22] и была опубликована В.Л. Гинзбургом в 1955 г.

Ясность в этом "споре" появилась только после создания в 1957 г. Бардиным, Купером и Шриффером микроскопической теории сверхпроводимости (БКШ) [23] и получения в 1959 г. Л.П. Горьковым [24] доказательства того, что уравнения и коэффициенты теории Гинзбурга–Ландау [19] строго вытекают из теории БКШ и что $e^* = 2e$, т.е. соответствует заряду куперовских пар ([25], 1956 г.). Таким образом, "спор" Гинзбурга и Ландау закончился, что называется, "вничью". Оба автора были правы, так как значение $e^* = 2e$, с одной стороны, универсально, а с другой — не равно e . И, кроме того, авторам теории стало ясно, насколько близко они подошли в 1950 г. к появившейся только через 7 лет теории БКШ. В разделе 2.3 мы познакомимся и с другими еще более убедительными доказательствами этой близости.

В теории БКШ феноменологическая аналогия сверхпроводимости и сверхтекучести нашла совершенно блестящее объяснение. Два электрона куперовской пары с противоположно направленными спинами и равными и противоположно направленными импульсами благодаря электрон-фононному взаимодействию (т.е. взаимо-

³ Л.Д. Ландау — лауреат Нобелевской премии по физике (1962 г.) за пионерские исследования по теории конденсированных сред, особенно жидкого гелия. П.Л. Капица — лауреат Нобелевской премии по физике (1978 г.) за открытия в области физики низких температур [14].

действию электронов с колебаниями кристаллической решетки)⁴ испытывают взаимное притяжение и образуют связанное состояние с суммарным спином $I = 0$ и зарядом $2e$. Такие пары электронов (именно их и называют куперовскими) подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, т.е. могут образовывать бозе-конденсат и обладать свойством сверхтекучести. В результате получается, что сверхпроводимость действительно аналогична сверхтекучести, так как представляет собой сверхтекучесть электронной жидкости. Феноменологическая догадка Ландау, высказанная в 1941 г., оказалась пророческой и через 16 лет подтвердилась (подробнее о теории Гинзбурга – Ландау и БКШ см. раздел 2.3).

Успех теории БКШ инициировал множество исследований по теории сверхпроводимости и сверхтекучести (поскольку сверхтекучесть ^3He можно было попытаться рассматривать по схеме БКШ: образование бозе-пар из фермионов ^3He). В частности, основные результаты теории БКШ были получены также другим методом и уточнены в работе Н.Н. Боголюбова [26] и многих других авторов [27]. Кроме того, много работ этого периода (см. раздел 2.3) было посвящено анализу значения упомянутой выше теории Гинзбурга – Ландау [19] (появившейся задолго до теории БКШ) в связи с тем, что ее уравнения строго следуют из теории БКШ, развитой значительно позже.

Как мы уже говорили (и более подробно расскажем в разделе 2.3), механизм притяжения между электронами куперовской пары заключается в электрон-фононном взаимодействии, благодаря которому они участвуют в совместном когерентном движении в виде своеобразной заряженной бозе-частицы с суммарным зарядом $2e$ и нулевыми суммарными спином и импульсом. Добавим к этому, что куперовская пара обладает еще одним экзотическим свойством: в ее состав входят не соседние электроны, среднее расстояние между которыми примерно равно 10^{-8} см, а сравнительно далеко отстоящие друг от друга ($\sim 10^{-4}$ см). Таким образом, размеры "бозе-частицы" на несколько порядков больше обычного нейтрального атома ^4He . Кстати говоря, в связи с таким большим расстоянием между электронами бозе-пары существующее между ними кулоновское отталкивание в значительной мере экранируется и не нейтрализует слабого куперовского притяжения.

Из теории БКШ можно сделать вывод о том, что критическая температура сверхпроводника должна расти с ростом дебаевской температуры металла θ_D . А из этого следовало, во-первых, объяснение низких значений T_c у открытых низкотемпературных сверхпровод-

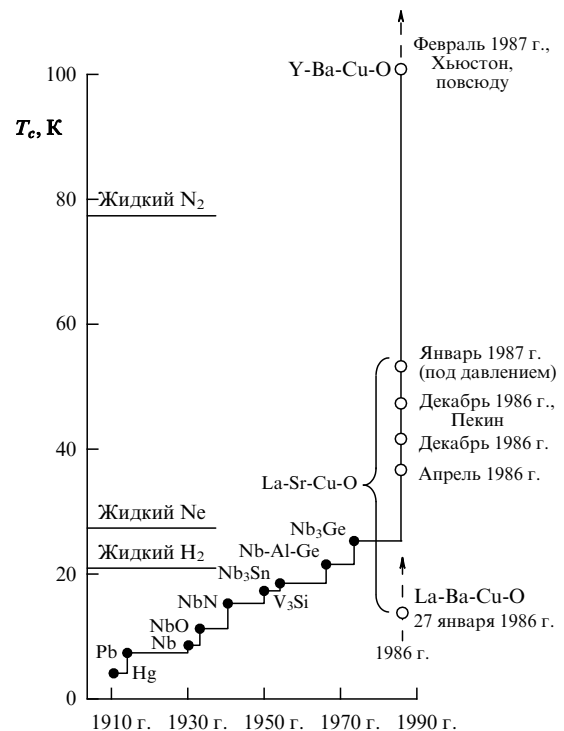


Рис. 2. Рост T_c до и после открытия ВТСП.

ников (так как соответствующие металлы имеют сравнительно невысокие θ_D), а во-вторых, казался очевидным путь, по которому надо идти, чтобы получить сверхпроводники с более высокой T_c — выбирать металлы с большим θ_D . В предположении о существовании другого (экситонного)⁵ механизма куперовского спаривания высокотемпературные сверхпроводники следовало искать в квазиодномерных [28] и квазидвумерных [29, 30] металлах (одномерные "иголки" и двумерные пленки).

ВТСП была открыта И.Г. Беднорцем и К.А. Мюллером в 1986 г. [31] и М. Ву и др. в 1987 г. [32] именно в слоистых соединениях — купратах (которые, правда, являются оксидами)⁶. В первых экспериментах была достигнута критическая температура $T_c \simeq 30 - 34$ К, что представляло собой принципиальное достижение, поскольку до этого момента критическая температура низкотемпературных сверхпроводников мучительно медленно (рис. 2) ползла вверх по шкале критических температур, а в 1973 г. остановилась на отметке ~ 24 К.

С ВТСП все было иначе. Уже через 10 месяцев после ее открытия критическая температура вещества, исследованного в работе [32], превзошла температуру кипения жидкого азота (77,3 К). И это был не менее важный результат, поскольку он предвещал появление возможности более широкого использования сверхпроводимо-

⁴ Классическое представление о колебаниях атомов кристаллической решетки, в процессе которых испускаются звуковые (и др.) волны, в квантовой механике заменяют на представление о распространяющихся по кристаллической решетке квазичастицах — фононах. Фонон — это своеобразная частица, которой можно приписать определенное направление движения и энергию $h\nu$ (где h — постоянная Планка, а ν — классическая частота колебаний), однако представление об импульсе фонона несколько отличается от классического (хотя и близко к нему), в связи с чем он называется квазиимпульсом, а сам фонон — квазичастицей. Таким образом, сущность электрон-фононного механизма образования куперовских пар заключается в обмене электронами фононами. Один электрон испускает фонон, другой его поглощает, в результате чего при некоторых условиях, о которых будет рассказано ниже, может возникнуть взаимодействие типа притяжения.

⁵ В данном случае под экситоном подразумевается квазичастица, представляющая собой водородоподобное связанное состояние электрона проводимости и дырки, имеющее, однако, существенно меньшую энергию связи по сравнению с энергией связи электрона и протона в атоме водорода (10^{-2} и $13,6$ эВ соответственно) и существенно большие размеры (10^{-4} и 10^{-8} см). Экситон может образовывать связанное состояние с другим электроном, в результате чего оба электрона будут испытывать взаимное притяжение.

⁶ За открытие ВТСП И.Г. Беднорц и К.А. Мюллер были награждены в 1987 г. Нобелевской премией по физике [33].

сти по сравнению с тем, что удается делать с помощью НТСП. Естественно, столь быстрый рост критических температур породил в головах физиков "голубую мечту" о возможности обнаружения сверхпроводимости при комнатной температуре (КТСП). В связи с этим во всем мире начались беспрецедентно массовые исследования все новых и новых веществ на предмет поиска ВТСП с более высокой T_c [34]. В результате к 1994 г. удалось поднять T_c до 135 К [5], т.е. пройти почти полпути до заветного значения $T_c \approx 300$ К.

Специалисты утверждают, что принципиальных запретов на получение КТСП нет [34], однако современная теория пока не позволяет предсказывать, в каком веществе надо искать сверхпроводимость с более высокими T_c [5], так как механизм ВТСП в купратах до сих пор не ясен [35] (подробнее см. раздел 2.4).

Что касается практического использования сверхпроводимости, то пока еще НТСП применяется гораздо шире, чем ВТСП. Наиболее известные области ее применения: физика и техника получения и исследования свойств элементарных частиц, медицина (ЯМР-томографы) и изучение свойств горячей плазмы (хотя последнее и выглядит достаточно парадоксальным для *низкотемпературной* сверхпроводимости). Тем не менее намечился прогресс и в практическом использовании ВТСП. Во всяком случае, в настоящее время уже преодолены технические трудности создания ВТСП-проводов и кабелей, некоторые ВТСП-проекты уже реализованы, а другие близки к реализации [36–38] (см. раздел 2.5).

2.2. Сверхтекучесть: эксперименты Капицы и элементарное представление о теориях Тиссы, Ландау и Боголюбова

Как мы уже говорили в разделе 2.1, впервые жидкий гелий был получен Камерлинг-Оннесом в 1911 г., а несколько позже стало ясно, что при нормальном давлении он сохраняет жидкое состояние вплоть до $T = 0$ К. Это свойство жидкого гелия с точки зрения классической физики выглядело совершенно экзотическим и было объяснено только в квантовой механике.

Как известно, в соответствии с классической физикой кинетическая энергия теплового движения частиц любого тела с понижением температуры уменьшается и при $T = 0$ частицы тела занимают внутри него определенные положения, т.е. само тело переходит из жидкого состояния в твердое. Согласно квантовой механике кинетическая энергия частиц не обращается в нуль даже при $T = 0$, так как они участвуют в так называемых нулевых колебаниях. Амплитуда нулевых колебаний растет с уменьшением массы частиц и силы взаимодействия между ними. Если амплитуда окажется сравнимой со средним расстоянием между частицами, то, очевидно, они не смогут занять определенных мест в теле, т.е. тело останется в жидком состоянии вплоть до $T = 0$.

Из всех веществ наименьшими массами атомов при наименьшей силе взаимодействия между ними обладают только два изотопа гелия: ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$ (содержащийся в гелии воздуха в количестве 10^{-4} %). Поэтому именно они остаются жидкими при атмосферном давлении непосредственно вблизи $T = 0$ (${}^4\text{He}$ при $0 < T < 4,2$ К, ${}^3\text{He}$ при $0 < T < 3,35$ К), а затвердевают при давлении 25 (${}^4\text{He}$)–30 (${}^3\text{He}$) атм. И поскольку сохранение жидкого состояния до $T = 0$ можно понять только в рамках квантовой механики, подобную жидкость называют квантовой.

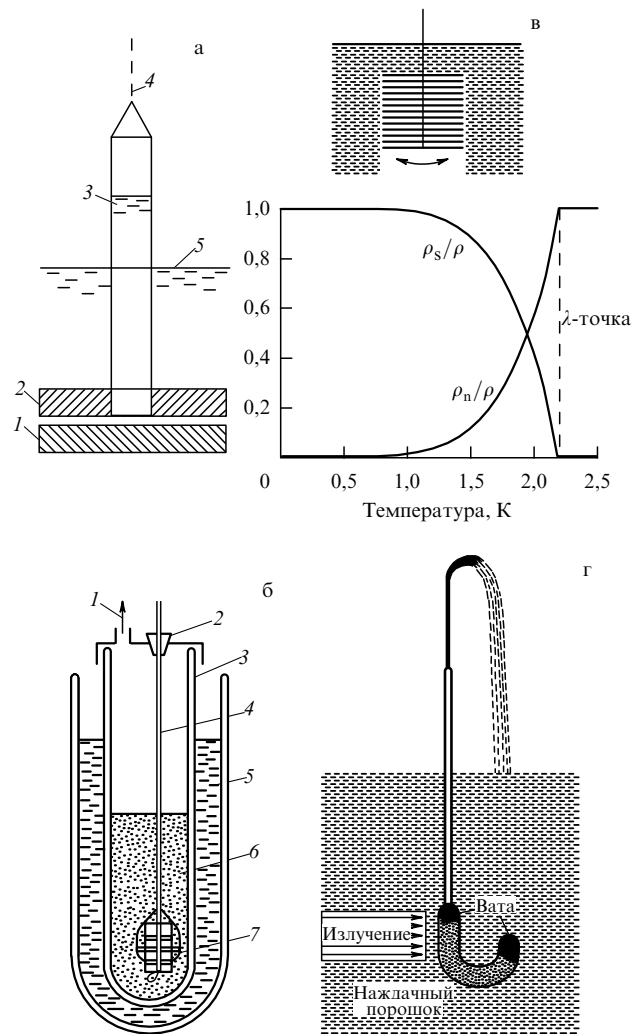


Рис. 3. К вопросу о свойствах сверхтекучего гелия: (а) схема прибора П.Л. Капицы: 1, 2 — стеклянные диски, 3 — трубка, 4 — нить, 5 — уровень жидкости в дьюаре; (б) двойной сосуд Дьюара для работ с жидким гелием: 1 — вентилятор или насос, 2 — резиновая заглушка, 3 — двойной дьюар, 4 — измерительный прибор, 5 — жидкий азот, 6 — жидкий гелий, 7 — образец; (в) установка и результаты опыта Андроникашвили; (г) эффект фонтанирования.

Вторым признаком квантовой жидкости является ее сверхтекучесть, которая при давлении насыщенных паров наблюдается у ${}^4\text{He}$ при $T < 2,17$ К, а у ${}^3\text{He}$ при $T < 0,9 \times 10^{-3}$ К). Как уже говорилось в разделе 2.1, сверхтекучесть была открыта в 1938 г. П.Л. Капицей [10] и Ф. Алленом и А.Д. Майзнером [11]. Любопытно отметить, что обе статьи были опубликованы в одном и том же номере журнала *Nature* рядом, причем Ф. Аллен и А.Д. Майзнер упомянули, что им известен результат Капицы. Схема эксперимента Капицы показана на рис. 3а⁷. Здесь 1 и 2 — два оптически отшлифованных стеклянных диска диаметром 3 см, зазор между которыми можно изменять и измерять. В верхнем диске имеется отверстие диаметром 1,5 см, над которым ставилась трубка 3. Весь прибор подвешивался на нитке

⁷ Обращаем внимание на схематичность этого и последующих рисунков. На самом деле для работы с жидким гелием используются два сосуда Дьюара — внешний, заполненный жидким азотом, и вставленный в него внутренний с жидким гелием (рис. 3б).

4 в дьюаре с жидким гелием таким образом, что уровень жидкости в трубке мог быть установлен выше или ниже уровня жидкости 5 в дьюаре. Скорость протекания жидкости через щель между дисками измерялась по изменению высоты столбика жидкости в трубке. Измерения, сделанные при зазоре $\sim 0,5$ мкм, показали, что скорость протекания HeII примерно в 1500 раз больше, чем HeI (а при учете некоторых факторов эту цифру следует увеличить до 10000). В связи с этим Капица заключил, что "жидкий гелий ниже точки λ принимает особую модификацию, которую можно было бы назвать *сверхтекучей*".

Кроме сохранения жидкого состояния вплоть до $T = 0$ и сверхтекучести жидкий гелий обладает и другими типично квантовыми свойствами, на одно из которых обратил внимание Л.П. Питаевский [39]. Сравним законы вращательного движения обычной и сверхтекучей жидкости, налитых в цилиндры, вращающиеся с угловой скоростью Ω . Как известно, линейная скорость v для обычной вращающейся жидкости изменяется с расстоянием r от оси вращения по закону

$$v = \Omega r, \quad (3)$$

тогда как для сверхтекучей

$$v = \frac{\hbar}{M r} n. \quad (4)$$

Здесь M — масса атома, n — целое число. Формула верна при $\Omega > \Omega_{\text{кр}}$, где $\Omega_{\text{кр}}$ — некоторая критическая угловая скорость. Таким образом, во втором случае v не растет с r , а убывает и, кроме того, квантуется, причем в формулу для v входит в явном виде главная константа квантовой механики \hbar , которую из этого эксперимента, в принципе, даже можно определить. Обращаем ваше внимание на *макроскопический* характер этого *квантового* движения (r много больше среднего расстояния между атомами). Ниже будет рассказано и о некоторых других свойствах квантовой жидкости.

Теория сверхтекучести развивалась, что называется, по спирали. Как мы уже говорили, первые теории (Ф. Лондон [16], Дж. Тисса [17]) опирались на бозевость жидкого гелия. Так, Тисса в 1938 г. предложил взять за основу теории представление о жидком сверхтекучем гелии как о вырожденном идеальном бозе-газе, для которого согласно статистике Бозе–Эйнштейна возможно образование бозе-конденсата с его особыми свойствами.

Затем (в 1941 г.) Ландау, заметив, что представление о вырожденном идеальном бозе-газе применительно к жидкому гелию не приемлемо из-за существующего между его атомами взаимодействия, построил теорию, которую принято называть двухжидкостной гидродинамикой [13]. И хотя в этой теории Ландау не опирается на бозевость ${}^4\text{He}$, в ней, по существу, были высказаны некоторые основные идеи будущей микроскопической теории сверхтекучести. В частности, именно здесь Ландау впервые рассмотрел вопрос об элементарных возбуждениях квантовой жидкости (квазичастицах), представляющих сущность энергетического спектра HeII и нашел его характер (уточненный в 1947 г. в работе [15]).

Наконец, в современной микроскопической теории сверхтекучести физики снова обратились к рассмотрению жидкого гелия II как бозе-системы (не идеальной) с энергетическим спектром элементарных возбуждений

типа предсказанного Ландау в 1947 г. и полученного в этом же году в микроскопической теории Боголюбовым [18]. Квазичастицы, образующие спектр, при низких температурах не взаимодействуют друг с другом, т.е. являются идеальным бозе-газом. Ниже мы кратко и очень популярно опишем основные положения всех перечисленных точек зрения.

Начнем с предложения Тиссы рассматривать HeII как вырожденный идеальный бозе-газ. Напомним прежде всего несколько относящихся сюда понятий. Бозе-газом в широком смысле этого слова называется квантовый газ из бозонов — тождественных микрочастиц с целочисленным спином 0, 1, 2, — в единицах \hbar , подчиняющихся статистике Бозе–Эйнштейна, в соответствии с которой в одном и том же состоянии может находиться любое число частиц. Идеальным бозе-газом называется бозе-газ из невзаимодействующих частиц. Типичным представителем бозе-газа из мира элементарных частиц является фотонный газ, а из мира квазичастиц — фононный. При температуре T ниже так называемой температуры вырождения T_v бозе-газ превращается в вырожденный бозе-газ, значительная часть частиц которого скапливается в состоянии с нулевым импульсом (бозе-эйнштейновский конденсат).

Температура вырождения T_v для большинства газов существенно ниже температуры сжижения и даже отвердевания. Исключением является только гелий, который при $T = T_\lambda$ переходит в модификацию HeII, обладающую свойством сверхтекучести. Тисса и ассоциировал это свойство с бозе-конденсатом вырожденного идеального бозе-газа. Выше мы говорили, что Ландау посчитал эту точку зрения неверной из-за неучета взаимодействия частиц.

Итак, жидкий гелий — не бозе-газ. Ну а все-таки, что получится, если мы вместе с Тиссой рассмотрим его модель, предположив на минуту другую, что жидкий гелий при низкой температуре можно считать идеальным вырожденным бозе-газом? А получится вполне замечательный результат! Оказывается, если в формулы для настоящего бозе-газа подставить параметры жидкого гелия (его плотность и массу атома), то пределы для области существования бозе-конденсата ($0 - T_v$) нашего псевдоидеального "бозе-газа" составят $0 - 3,1$ К, что мало отличается от $0 - T_\lambda$, где $T_\lambda = 2,17$ К. Не так уж и плохо для модели, в которой совсем не учитывается взаимодействие. Это совпадение позволяет полагать, что определяющим фактором для сверхтекучести ${}^4\text{He}$ является именно статистика Бозе–Эйнштейна. И еще одно достоинство модели Тиссы. Она инициировала (правда, довольно своеобразно) появление теории Ландау.

Теорию Ландау иногда называют феноменологической⁸ или квазимакроскопической теорией. Но это была

⁸ Мы призываем молодых физиков не считать прилагательное "феноменологический" ругательным словом. Совсем наоборот. Получение результата (подтвержденного позднее экспериментально) не из первых принципов квантовой механики (что, конечно, тоже очень трудно, но идейно прозрачно), а из общих соображений, опирающихся только на некоторые предположения и косвенные экспериментальные данные, является свидетельством необычайно высокой научной интуиции и творческого воображения. Недаром слова "феноменологическая" и "феноменальная" имеют общий корень. Теория Ландау является блестящим примером, подтверждающим правильность такой точки зрения.

первая (пионерская, как посчитал Нобелевский комитет) теория, позволившая объяснить многие известные особенности поведения жидкого гелия и предсказать некоторые новые. В основе теории лежит предположение о том, что HeII состоит из двух взаимопроникающих компонент: нормальной с плотностью ρ_n и скоростью v_n и сверхтекучей с плотностью ρ_s и скоростью v_s , так что полная плотность равна

$$\rho = \rho_n + \rho_s, \quad (5)$$

а полный импульс единицы объема

$$p = \rho_n v_n + \rho_s v_s. \quad (6)$$

При $T \rightarrow 0$ $\rho_n \rightarrow 0$, а $\rho_s \rightarrow \rho$, при $T \rightarrow T_\lambda$ (от нуля) $\rho_s \rightarrow 0$, а $\rho_n \rightarrow \rho$.

Двухкомпонентность HeII была подтверждена экспериментально в опытах Э.Л. Андроникашвили [40] по измерению момента инерции системы, состоящей из тонких алюминиевых дисков, совершающих крутильные колебания в HeII при разных температурах. В связи с малой величиной щелей между дисками жидкий гелий при $T > T_\lambda$ полностью увлекался ими, о чем свидетельствовал большой период крутильных колебаний. При $T < T_\lambda$ период колебаний резко снижался, поскольку теперь в движении вместе с дисками участвовала только нормальная компонента жидкого гелия.

Установка Андроникашвили и результаты его эксперимента, выраженные в виде зависимостей ρ_s/ρ и ρ_n/ρ от температуры T , показаны на рис. 3в, позаимствованном из книги Д. Тилли и Дж. Тилли [41], которую мы рекомендуем читателям как наиболее близкую по наглядности и популярности изложения материала к этому разделу настоящей статьи (но, конечно, гораздо более информативную). Из приведенных кривых видно, что при изменении температуры от нуля до T_λ ρ_n действительно растет от нуля до ρ , а ρ_s падает от ρ до нуля.

Для объяснения основной особенности жидкого гелия — его сверхтекучести при $T < T_\lambda$ Ландау рассмотрел вопрос об энергетическом спектре жидкого гелия, подчеркнув, что речь идет не об уровнях отдельных атомов, а об энергетических состояниях всей жидкости в целом (сравните с аналогичной ситуацией в физике твердого тела в разделе 5.3). Согласно первоначальной точке зрения Ландау, развитой им в работе 1941 г. [13], двум возможным видам движения квантовой жидкости (потенциальному и вихревому) соответствуют два спектра, между наименьшими уровнями которых существует некоторый конечный энергетический интервал $\Delta \simeq kT_\lambda$. При этом по предположению Ландау минимальный уровень спектра, соответствующего потенциальному движению, расположен ниже, чем у вихревого. Так обстоит дело с основными состояниями (нормальными — по терминологии Ландау). Что касается возбужденных состояний (имеются в виду уровни, расположенные непосредственно вблизи от основных), то они рассматриваются как совокупность отдельных элементарных возбуждений: фононов с энергией $\varepsilon = u_1 p$ (где u_1 — скорость звука)⁹ для потенциального движения и ротонов с

энергией $\varepsilon = \Delta + p^2/2\mu$ (μ — эффективная масса ротона) для вихревого. При рассмотрении слабо возбужденных состояний количество фононов и ротонов невелико и их можно представить как смесь двух идеальных бозе-газов.

В переводе на полуклассический-полуквантовый язык об энергиях отдельных возбужденных атомов жидкого HeII можно сказать, что процесс образования фононов и ротонов приводит к их (атомов) торможению. Но при этом надо помнить, что согласно квантовой теории жидкости нельзя отличить атомы, находящиеся в основном и возбужденном состояниях, т.е. надо говорить о торможении жидкости в целом или, по крайней мере, какой-то макроскопической ее части.

Опираясь на описанную выше структуру энергетических спектров жидкого гелия и численные значения величин u_1 и Δ , Ландау показал, что при температуре в окрестности нуля и при условии, что скорость частиц HeII мала, рождение квазичастиц энергетически невыгодно, т.е. в нем не могут возбуждаться фононы и ротоны, являющиеся причиной торможения жидкости. А "это значит, — пишет Ландау, — что течение жидкости не будет замедляться, т.е. гелий обнаружит явление сверхтекучести".

В 1947 г. Ландау, учтя экспериментальное подтверждение существования в жидком гелии предсказанного им второго звука (подробнее см. ниже), получил в рамках своей двухжидкостной теории очень важный результат, ставший потом знаменитым, — вид энергетического спектра элементарных возбуждений HeII [15]. В отличие от работы 1941 г., в которой спектр был представлен двумя ветвями: фононной и ротонной, теперь он изображался одной функцией $\varepsilon(p)$ (ε — энергия элементарных возбуждений, p — их импульс). И Ландау предпочитает вообще не говорить в этой работе о фононах и ротонах как о различных типах элементарных возбуждений, спектры которых разделены энергетическим интервалом (энергетической щелью) Δ , а называет их длинноволновыми (при малых p) и коротковолновыми (при $p \approx p_0$) возбуждениями (рис. 4а, б). Объединение обеих ветвей прежнего спектра в одну ветвь удалось осуществить, предположив линейный ход $\varepsilon(p)$ в длинноволновой области и наличие минимума в коротковолновой, где $\varepsilon = \Delta + (p - p_0)^2/2\mu$ (μ — постоянная величина). На рисунке 4б форму спектра элементарных возбуждений $\varepsilon(p)$ можно сравнить с зависимостью $\varepsilon = p^2/2m$ (пунктирная кривая 3), характеризующей спектр свободных частиц. Из рисунка видно, что они совершенно не похожи друг на друга. Это убедительно свидетельствует о том, что спектр Ландау характеризует движение всей жидкости, а не отдельных ее атомов. Спектр, изображенный на рис. 4а, Ландау построил для значений

$$\frac{\Delta}{k_B} = 9,6 \text{ К}, \quad \frac{p_0}{\hbar} = 1,95 \times 10^8 \text{ см}^{-1}, \quad \mu = 0,77m_{\text{He}}, \quad (7)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Этот спектр был несколько позже подтвержден Н.Н. Боголюбовым в микроскопической теории сверхтекучести [18], построенной, что называется, из первых принципов квантовой механики, а также получен экспериментально в опытах по исследованию рассеяния нейтронов (см. с. 523).

Покажем теперь, как Ландау вывел условие сверхтекучести HeII. При этом мы, следуя И.М. Халатникову

⁹ В отличие от Ландау, который использует для обозначения скорости звука букву c , мы обозначили ее буквой u_1 , поскольку дальше будет идти речь о втором звуке, скорость которого мы обозначили как u_2 .

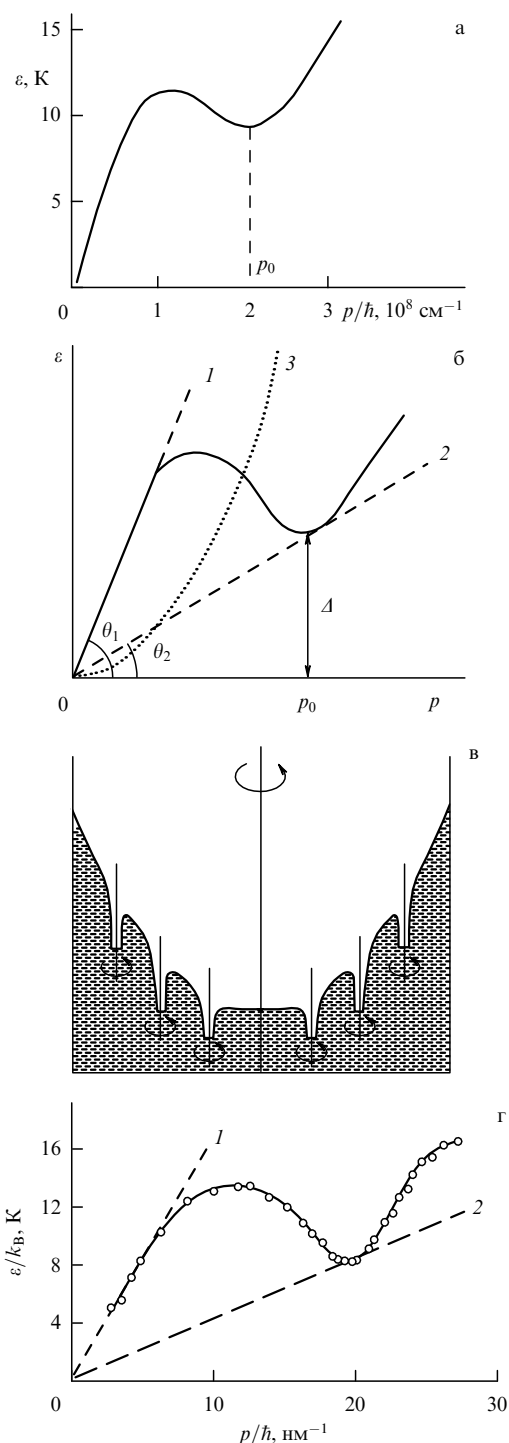


Рис. 4. Спектр элементарных возбуждений и критическая скорость: (а) спектр Ландау; (б) определение критической скорости по Ландау: 1 — первое решение, 2 — второе решение, 3 — случай свободных частиц; (в) расположение вихревых нитей во вращающемся HeII; (г) экспериментальное подтверждение спектра Ландау: 1 — первое решение, 2 — второе решение, ○ — результаты эксперимента.

(книги которого [42, 43] настоятельно рекомендуем читателям для более детального ознакомления с теорией сверхтекучести), не будем отдельно говорить о работах Ландау 1941 и 1947 гг., а сразу расскажем о том, что вытекает из них обеих. Сначала рассмотрим случай $T = 0$.

Предположим, что HeII движется через капилляр с некоторой скоростью V , и найдем ее критическое значение

$V_{кр}$, при котором из-за взаимодействия со стенками капилляра возникает трение, приводящее к появлению в жидкости тепловых возбуждений типа квазичастиц с энергией $\varepsilon(p)$ и импульсом p , а сама жидкость при этом замедляется до скорости V' .

Чтобы не затруднять читателя проведением рассуждений в различных системах отсчета (жидкость движется в лабораторной системе координат, а возбуждения возникают в системе покоя жидкости) с последующими переходами из одной системы в другую и обратно, будем считать, что жидкость покоится, а капилляр массой M движется ей навстречу со скоростью V . Предположим далее, что в результате "торможения" капилляра в жидкости его скорость уменьшается до значения V' , и проведем все рассуждения в системе отсчета, связанной с жидкостью. (Очевидно, что такой прием не может изменить значения $V_{кр}$.)

Запишем в этой системе закон сохранения импульса:

$$MV = MV' + p, \quad (8)$$

который для удобства последующих выкладок перепишем в форме

$$MV' = MV - p. \quad (9)$$

Отсюда после несложных преобразований получим

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{MV'^2}{2} + Vp - \frac{p^2}{2M}. \quad (10)$$

Кроме того, согласно закону сохранения энергии

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{MV'^2}{2} + \varepsilon(p), \quad (11)$$

откуда

$$\varepsilon(p) = Vp - \frac{p^2}{2M}, \quad (12)$$

или в пренебрежении малой величиной $p^2/2M$ (поскольку M велико)

$$\varepsilon(p) \approx Vp \leq Vp. \quad (13)$$

Таким образом, элементарные возбуждения в HeII могут возникнуть только, если он течет со скоростью $V \geq \varepsilon(p)/p$. При $V < \varepsilon(p)/p$ образование элементарных возбуждений энергетически невыгодно и течение HeII со скоростью $V < \varepsilon(p)/p$ должно происходить без потерь энергии, т.е. быть сверхтекучим. Ясно также, что надо взять наименьшее значение $\varepsilon(p)/p$, т.е. найти $\min(\varepsilon(p)/p)$. Скорость течения жидкого HeII при таком значении $\varepsilon(p)/p$ и называется критической:

$$V_{кр} = \min \frac{\varepsilon(p)}{p}. \quad (14)$$

Минимальное значение функции $\varepsilon(p)/p$ находится из условия экстремума:

$$\frac{d}{dp} \frac{\varepsilon(p)}{p} = 0, \quad (15)$$

которое приводит к равенству

$$\frac{\varepsilon(p)}{p} = \frac{d\varepsilon(p)}{dp}. \quad (16)$$

Левая часть равенства (16) представляет собой тангенс угла θ , образованного осью импульса и отрезком прямой, проведенной из начала координат до пересечения с кривой $\varepsilon(p)$. Правая часть — угловой коэффициент касательной к этой кривой (рис. 4б). Равенство обеих частей означает, что $\min(\varepsilon(p)/p)$ находится в месте, которое определяется касательной к кривой $\varepsilon(p)$, проходящей через начало координат. Этому условию удовлетворяют два отрезка прямых, обозначенных на рис. 4б цифрами 1 и 2. Первый из них является касательной к начальному участку кривой $\varepsilon(p)$ (совпадает с ней) и дает для $V_{\text{кр}}$ значение, равное скорости звука u_1 (поскольку $\varepsilon = u_1 p$), которая примерно равна 250 м с^{-1} . Второе решение получается, если из начала координат провести касательную к кривой в районе ее минимума¹⁰. Можно показать (хотя это более или менее очевидно), что точка касания находится вблизи минимума кривой $\varepsilon(p)$ и в этом случае $V_{\text{кр}} \simeq 60 \text{ см с}^{-1}$.

Легко видеть, что случай $T \neq 0$ (при $T < T_\lambda$) не нарушает схемы рассуждений, проведенных в предположении $T = 0$, потому что отсутствие "собственных" возбуждений (вызванных тепловыми колебаниями, а не движением жидкости) при этом выводе не использовалось. В случае $T \neq 0$ такие "готовые" возбуждения существуют и при $V < V_{\text{кр}}$, но новые (вызванные движением жидкости) могут появиться только при $V \geq V_{\text{кр}}$, так что все рассуждения, проведенные для $T = 0$, включая значение $V_{\text{кр}}$, остаются в силе. Единственной особенностью случая $T \neq 0$ является то, что эти "готовые" возбуждения будут мешать движению той части жидкости, к которой они относятся, тормозя ее. (Вы помните, что говорить об отдельных атомах жидкого гелия нельзя, а о части жидкости можно.) В результате и возникает (уже на микроскопическом уровне) двухжидкостная модель с нормальной и сверхтекучей частями жидкого HeII, которую мы обсуждали выше. Нормальную компоненту в ней представляет газ из квазичастиц — элементарных возбуждений.

При всей наглядности и прозрачности приведенного выше вывода о сущности сверхтекучести HeII, он носит только качественный характер, так как вытекающее из него количественное заключение имеет вид равенства $V_{\text{кр}} = \min(\varepsilon(p)/p)$, а минимумов у функции $\varepsilon(p)/p$ может быть несколько (с двумя мы уже познакомились и, как сейчас увидим, даже меньший из них не является минимумом — минимумом). Но для этого нам придется на время прервать описание теории Ландау и обратиться к рассмотрению некоторых других работ.

В последующих экспериментах с HeII было показано, что значение $V_{\text{кр}}$ сильно зависит от диаметра капилляра и температуры и может быть на 2–3 порядка меньше полученного выше теоретического результата. Такое значительное расхождение теории и эксперимента было объяснено особенностями вращательного движения

HeII. Несколько раньше мы уже говорили о том, что *квантовая жидкость* отличается своеобразным, *макроскопическим* характером квантования линейной скорости v вращательного движения и специфической зависимостью ее от расстояния до оси вращения. Легко видеть, что приведенная там формула (4) описывает квантование момента количества движения сверхтекучей компоненты HeII

$$mvr = n\hbar. \quad (17)$$

Впервые вопрос о квантовании вращательного движения жидкого гелия был рассмотрен в 1949 г. Л. Онсагером [44], а затем — в 1955 г. Р. Фейнманом [45]. Основные положения этого рассмотрения заключаются в следующем.

Описанные выше особенности вращательного движения сверхтекучей компоненты жидкого гелия были названы квантовым вихрем, а ось, вокруг которой он образуется, — вихревой нитью. Образование квантового вихря происходит при достаточно большой кинетической энергии вращения, т.е. при $\Omega > \Omega_{\text{кр}}$, где $\Omega_{\text{кр}}$ — упомянутая при описании формулы (4) критическая угловая скорость. И поскольку кинетическая энергия пропорциональна v^2 , то в соответствии с формулой (17), в которой $v^2 \sim n^2$, при одной и той же угловой скорости Ω энергетически выгоднее образование двух вихрей с $n = 1$ и меньшим радиусом, чем одного с $n = 2$ и большим радиусом. (Для возбуждения вихря с $n = 2$ нужна большая кинетическая энергия вращения слоя вблизи большего радиуса, так как она увеличивается с ростом n . Однако это невозможно, поскольку согласно (4) v уменьшается с ростом r .) С увеличением v (при возрастании Ω) эта тенденция уменьшения радиуса вихрей приводит к тому, что вращающийся цилиндр с HeII оказывается заполненным вихревыми нитями по всему объему жидкости (рис. 4в).

Вихревые нити возникают не только во вращающемся HeII, но и на каких-либо частицах, движущихся в нем, например на ионах гелия (см. ниже), а также во время течения HeII по капилляру, если оно происходит с достаточно большой скоростью $V > V_{\text{кр}}$. В этом случае вихревые линии могут искривляться и образовывать *вихревые кольца*, которые перемещаются по всему объему HeII, подобно рассмотренным выше элементарным возбуждениям. Взаимодействие вихревых колец, возникающих в сверхтекучей компоненте при $V > V_{\text{кр}}$, с квазичастицами нормальной компоненты приводит к появлению трения между ними, в результате чего свойство сверхтекучести пропадает. Расчетное значение $V_{\text{кр}}$ зависит от диаметра капилляра d и при $d \simeq 0,01 \text{ мкм}$ (которые использовал Капица в своих опытах) оказывается довольно близким к экспериментальному значению, но существенно ниже значения $V_{\text{кр}}$, полученного по формуле (14).

Теория образования вихревых колец, опирающаяся на квантование момента количества движения при вращении сверхтекучей компоненты HeII, была подтверждена экспериментально. Идея эксперимента заключается в искусственном образовании вихревых колец на ионах гелия, возникающих в HeII при облучении его радиоактивным источником. Движением ионов (вместе с кольцами) можно управлять с помощью электрического поля, энергия которого идет на обра-

¹⁰ Применение условия (14) к случаю свободных частиц (штриховая кривая 3 для функции $\varepsilon = p^2/2m$ на рис. 4б) приводит к значению $V_{\text{кр}} = 0$, что указывает на невозможность сверхтекучести при их движении.

зование вихревых колец. Экспериментальное наблюдение за движением ионов позволяет определять энергию и импульс движущегося вместе с ним вихревого кольца.

После этого небольшого отступления вернемся к описанию теории Ландау, которую часто называют двухжидкостной или двухскоростной гидродинамикой (поскольку в ней используются гидродинамические переменные: плотность ρ , поток j , энтропия s , химический потенциал μ).

Кроме качественного объяснения сверхтекучести, в теории Ландау были объяснены и другие известные особенности поведения жидкого гелия, а также предсказаны новые явления (которые позднее были обнаружены экспериментально). Так, чрезвычайно высокая теплопроводность HeII объясняется предположением о том, что перенос тепла осуществляется не обычным механизмом теплопроводности, а в процессе механического перемещения нормальной компоненты, несущей с собой тепло. При этом сверхтекучая компонента тепла не несет, так что выравнивание температуры в HeII происходит за счет встречного (без взаимного трения) движения обеих компонент жидкости. В результате получается, что гелий в целом покоится, т.е. $\rho_n v_n + \rho_s v_s = 0$, а v_n и v_s имеют противоположные направления (одна часть жидкости течет сквозь другую).

Аналогично объясняется так называемый механокалорический эффект, заключающийся в разогревании HeII в сосуде при вытекании из него через расположенный наверху капилляр сверхтекучей компоненты, не уносящей тепла (жидкости стало меньше, а тепла осталось столько же). Также просто теория объясняет и термомеханический эффект интенсивного фонтанирования сверхтекучей компоненты из верхнего конца капилляра при подогревании его нижнего конца, опущенного в ванну с жидким гелием. Схема эксперимента показана на рис. 3г [46], из которого видно, что на самом деле нижний конец "капилляра" представляет собой трубку сравнительно большого диаметра, наполненную темным наждачным порошком, между частицами которого образуются извилистые каналы шириной $\sim 0,1$ мкм, пропускающие (так же как и верхний капилляр) только сверхтекучую компоненту, не переносящую тепла. Поэтому при нагревании трубки с порошком (лучом от карманного фонарика) давление в ней повышается и капилляр начинает фонтанировать. Уменьшение концентрации сверхтекучей компоненты в трубке компенсируется поступлениями ее из ванны. Поэтому фонтанирование прекращается только при выключении света.

Из предсказанных в теории Ландау (а также Тиссы) новых эффектов упомянем второй звук, проявляющийся в форме температурной волны при упомянутых выше встречных движениях обеих компонент HeII, когда он как целое покоится, т.е. отсутствуют колебания его плотности, приводящие к появлению обычного (первого) звука. Второй звук был открыт экспериментально в 1946 г. В.П. Пешковым [47] с помощью чувствительного термометра. Его скорость растет с уменьшением температуры от значения $u_2 = 20$ м с⁻¹ при $T = 1$ К до $u_2 = 140$ м с⁻¹ при $T = 0$ (скорость первого звука $u_1 = 230$ м с⁻¹). Таким образом, теория Ландау действительно сильна не только объяснением известных эффектов, но и предсказанием новых.

Перейдем теперь к краткому и наглядному (хотя, как вы скоро увидите, последнее сделать не очень просто) описанию микроскопической теории сверхтекучести, основоположником которой является Н.Н. Боголюбов [18]. И чтобы подчеркнуть всю серьезность и трудность рассмотренной и решенной Боголюбовым задачи, процитируем вводные слова из упомянутой выше работы: *"Если поставить целью создание не феноменологической теории, а молекулярной и исходить только из общепринятых "микроскопических" уравнений квантовой механики, совершенно ясно, что попытка теоретического расчета свойств реальной жидкости безнадежна. От молекулярной теории сверхтекучести, во всяком случае на первом этапе, можно требовать лишь принципиального, качественного объяснения, основанного на упрощенной модели"*.

Упомянув далее модель Тиссы [17] (вырожденный идеальный газ Бозе–Эйнштейна) и справедливость критики в его адрес, высказанной Ландау за неучет взаимодействия "сверхтекучих" частиц (вырожденный конденсат) с возбужденными частицами при столкновениях. Боголюбов предлагает свою модель, которая так же, как модель Тиссы, опирается на статистику Бозе–Эйнштейна, но более реалистична. При этом Боголюбов подчеркивает, что используемое им представление о коллективных возбуждениях (вместо рассмотрения индивидуальных молекул) было впервые использовано Ландау в работах [13, 15], а также то, что его (Боголюбова) теория строится *"без допущения определенных предположений о структуре энергетического спектра"*, исходя *"из модели неидеального газа Бозе–Эйнштейна со слабым взаимодействием между частицами"*.

Работа Боголюбова [18] написана так, "чтобы словам было тесно, а мыслям просторно". Она довольно сложна математически, и далее мы будем только цитировать из нее немногие слова, которые там иногда встречаются среди множества формул.

Поэтому, прежде чем попытаться наглядно прокомментировать работу Боголюбова, приведем из нее еще одну цитату, которая до некоторой степени является резюмирующей:

"Итак, полная энергия рассматриваемого неидеального газа складывается из энергии основного состояния H_0 и суммы индивидуальных энергий отдельных квазичастиц. Квазичастицы, очевидно, не взаимодействуют друг с другом и образуют идеальный газ Бозе–Эйнштейна. Полученный результат относится лишь к слабо возбужденным состояниям".

А теперь наш популярный комментарий (основанный на информации из литературы, приведенной в конце этого раздела). Согласно Боголюбову в основном состоянии с энергией H_0 (при $T = 0$) находится макроскопически большое количество частиц с нулевым импульсом (бозе-конденсат в импульсном пространстве), которые под действием внешней силы приобретают одинаковую скорость и (если эта скорость не велика) двигаются без трения, поскольку отрыв даже одной частицы от всей движущейся массы энергетически не выгоден (сравните с рассуждениями Ландау при оценке $V_{кр}$). Бозе-конденсат при $T = 0$ К описывается единой квантовомеханической волновой функцией

$$\psi = \sqrt{n_0} \exp(i\varphi), \quad (18)$$

где n_0 — плотность конденсата (практически совпадающая с ρ_s в теории Ландау), а φ — фаза, определяющая скорость движения сверхтекучей компоненты v_s в этой теории ($v_s \sim \text{grad } \varphi$). Когерентное движение сверхтекучей компоненты с одинаковой скоростью у всех ее частиц означает, что каждый ее объем движется потенциально (без завихрений), т.е. не испытывает сопротивления.

При повышении температуры количество частиц в конденсате уменьшается ("истощение конденсата") и бозе-система постепенно переходит в возбужденные состояния, которые при очень низких температурах описываются с помощью невзаимодействующих между собой квазичастиц — элементарных возбуждений. В связи с этим их можно считать идеальным бозе-газом с полной энергией, равной сумме энергий отдельных частиц. Таким образом, сложная задача определения энергетических состояний квантовой жидкости, состоящей из *слабовзаимодействующих* между собой атомов ^4He сводится к более простой задаче получения энергетического спектра *невзаимодействующих* квазичастиц, обладающих свойствами идеального бозе-газа. И в силу аддитивности их энергии — просто к получению значения энергии одной квазичастицы.

Энергия ε квазичастицы зависит от ее импульса p по определенному закону $\varepsilon(p)$, который называется энергетическим спектром элементарных возбуждений. Его впервые получил Ландау в 1947 г. [15] на основе своей двухжидкостной теории 1941 г. [13] при определенных предположениях о структуре спектра (рис. 4а). В том же 1947 г. Боголюбов получил этот спектр в последовательной молекулярной теории сверхтекучести без допущения упомянутых предположений о его структуре.

Мы не будем выписывать довольно сложное выражение для энергии основного состояния H_0 (бозе-конденсата), а только приведем формулу Боголюбова для энергии квазичастицы (заменяв его обозначения на принятые в данной статье):

$$\varepsilon(p) = \left[\frac{\rho v}{M^2} p^2 + \left(\frac{p^2}{2M} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (19)$$

где ρ — плотность HeII , M — масса атома ^4He , $v = \text{const}$ (длина рассеяния в s -состоянии). Из формулы (19) видно, что при малых p (когда можно пренебречь вторым слагаемым) зависимость ε от p линейная (фононный участок спектра Ландау), а при $p \rightarrow \infty$ — квадратичная. Однако "ротонный" участок спектра Ландау (минимум на кривой рис. 4а) формула (19) не передает. Зато она хорошо интерпретирует эксперименты с газообразными конденсатами, выполненные полвека (!) спустя (см. конец раздела 2.2).

Экспериментально спектр $\varepsilon(p)$ был получен в 1961 г. Д. Хеншау и А. Вудсом [48] в опытах по измерению рассеяния монохроматических нейтронов ($\lambda = 4,04 \text{ \AA}$) в HeII , находящемся при температуре $T = 1,12 \text{ K}$. В этих опытах энергия и импульс квазичастиц определялись по изменению энергии и импульса нейтронов при их рассеянии на углы от 10 до $140,7^\circ$ относительно первоначального направления пучка. Эти изменения, как показали в 1957 г. М. Коен и Р. Фейнман [49], должны быть равны энергии и импульсу возбуждения, образующегося в жидком гелии. И поскольку экспериментальное уширение линии спектра рассеянных нейтронов при любом угле

рассеяния было мало, то можно считать, что это возбуждение соответствует образованию единичного фонона.

Результаты эксперимента представлены на рис. 4г кружочками, размер которых примерно соответствует погрешности измерения (плавная кривая проведена авторами эксперимента "на глаз"). Штриховая прямая 1, совпадающая с начальным линейным участком кривой $\varepsilon(p)$, имеет наклон, соответствующий скорости первого звука $u_1 \approx 237 \text{ м с}^{-1}$ (первое решение уравнения (16) для $V_{\text{кр}}$ по Ландау). После первого участка (за $p > 0,6 \text{ \AA}^{-1}$) кривая $\varepsilon(p)$ идет ниже фононной ветви, достигает максимума при $p = 1,10 \text{ \AA}^{-1}$ и $\varepsilon = 13,7 \text{ K}$, а при $p = 1,91 \text{ \AA}^{-1}$ и $\varepsilon = 8,65 \text{ K}$ принимает минимальное значение, после чего снова растет. (Штриховая прямая 2 определяет второе решение уравнения (16) для $V_{\text{кр}}$ по Ландау — $V_{\text{кр}} \approx 60 \text{ м с}^{-1}$.) При $p > 2,4 \text{ \AA}^{-1}$ вторая производная кривой $\varepsilon(p)$ становится отрицательной и на кривой намечается второй максимум.

Из сравнения рис. 4г с рассмотренными ранее рис. 4а и 4б видна их идентичность. Эксперимент 1961 г. полностью подтвердил спектр элементарных возбуждений, предложенный в 1947 г. Ландау и вычисленный в том же году Боголюбовым.

На этом мы заканчиваем рассказ о сверхтекучести, считая поставленную перед собой задачу (освещение работ, проведенных в период деятельности Капицы и Ландау по данному направлению) выполненной. Конечно, наука о сверхтекучести продолжала развиваться и после завершения этого периода. Приведем несколько примеров. Выше мы писали, что в конце 40-х и первой половины 50-х годов было исследовано образование вихревых нитей и вихревых колец в HeII . Несколько позже (в 1958 г.) В.Л. Гинзбургом и Л.П. Питаевским была построена теория сверхтекучести жидкого гелия вблизи λ -точки [50]. В то же время, сразу после 1957 г., когда была создана теория сверхпроводимости БКШ, стали бурно развиваться теоретические и экспериментальные исследования возможности существования сверхтекучести ^3He .

В принципе, такая возможность казалась очевидной — куперовское спаривание двух ферми-атомов ^3He , подобное спариванию двух электронов в теории БКШ, которое должно приводить к образованию бозе-пары из атомов ^3He с противоположными импульсами на поверхности Ферми. Однако для реализации этой возможности нужен был механизм, обеспечивающий притяжение между атомами. В теории БКШ таким механизмом было электрон-фононное взаимодействие (подробнее см. раздел 2.3). Для объяснения возможности существования сверхтекучести ^3He механизм куперовского спаривания был предложен в 1959 г. Л.П. Питаевским [51], рассмотревшим ван-дер-ваальсово притяжение между двумя атомами ^3He с орбитальным моментом $L \neq 0$.

Таким образом, аналогию между электронными куперовскими парами и куперовскими парами из атомов ^3He нельзя считать полной. В отличие от случая сверхпроводимости, когда спин J и орбитальный момент L пары электронов равны нулю, пара атомов He в сверхтекучем ^3He имеет $J = 1$ и $L = 1$. При этом оказывается, что в зависимости от значения проекций J и L на направления их осей квантования сверхтекучий ^3He должен иметь три фазы, названные A , B и B_1 .

После длительных поисков сверхтекучесть ^3He была обнаружена в 1972 г. Д. Ошеровым, В. Галли, Р. Ричардсоном и Д. Ли [52], причем оказалось, что наблюдается она при самых экзотических параметрах: $T_c = 2,7 \times 10^{-3}$ К при давлении 34 атм и $0,9 \times 10^{-3}$ К при давлении насыщенных паров¹¹.

Множество работ велось (и продолжает проводиться до сих пор) по оценке методом нейтронной спектроскопии доли жидкого гелия ^4He , находящегося в состоянии конденсата. Но рассказ об этих и других современных работах по изучению сверхтекучести выходит за рамки настоящей статьи. Мы надеемся, что тот минимум информации об этом экзотическом явлении, который нам удалось здесь изложить, поможет читателю при изучении более серьезной литературы, такой, например, как уже упоминавшиеся раньше статья [5] и книги [41–43]. Дополнительно к ним мы рекомендуем статьи С.С. Рожкова [57], В.П. Минеева [58], Г.Е. Воловика [59], посвященные проблеме сверхтекучести ^3He , В.Л. Гинзбурга и А.А. Собянина [60, 61] (об обобщенной теории сверхтекучести ^4He) и их же работу [62] (о сверхтекучести ^4He вблизи λ -точки), а также Н.Н. Боголюбова (мл.) и др. [63] (о микроскопической теории сверхтекучих жидкостей) и автобиографическую статью В.Л. Гинзбурга [34] (о работах в области сверхпроводимости и сверхтекучести). Наиболее близкими к нашей статье по стилю изложения материала о сверхтекучести (а также сверхпроводимости) являются статьи В.Д. Кукина [64].

В заключение раздела о сверхтекучести и бозе-системах упомянем об одном из самых последних достижений в этой области, отмеченном юбилейной 100-й Нобелевской премией, — "за получение бозе-эйнштейновской конденсации в разреженных газах щелочных металлов и за более ранние фундаментальные исследования свойств конденсатов". Новыми лауреатами стали Э. Корнелл, В. Каттерле и К. Вайман. Результаты их первых работ по созданию и исследованию бозе-эйнштейновских конденсатов из диамагнитных атомов были опубликованы в 1995 г. В этих работах были использованы технологические достижения, полученные в других областях физики, а именно: магнитные ловушки, разработанные для магнитного удержания высокотемпературной плазмы, и методика лазерного охлаждения атомов (описанная в разделе 4.4), а также методика высокочастотного магнитного поля, разработанные для получения сверхнизких температур ($< 10^{-6}$ К). Первыми были получены конденсаты атомов ^{87}Rb , ^{23}Na и ^7Li , причем в экспериментах с натрием число атомов в конденсате было доведено до 10^6 . Заметим, что открытые Корнеллом и др. бозе-эйнштейновские газообразные конденсаты хорошо (количественно) описываются теорией Боголюбова (см. комментарий к формуле (19)), поскольку спектры элементарных возбуждений этих конденсатов не имеют роторного минимума. Для подробного ознакомления со свойствами новых конденсатов, методикой проведенных экспериментов и теорией мы рекомендуем

прочитать обзоры Б.Б. Кадомцева и М.Б. Кадомцева [65] и Л.П. Питаевского [66].

2.3. Низкотемпературная сверхпроводимость (НТСП): экспериментальные предпосылки и элементарное представление о теориях Гинзбурга–Ландау и Бардина–Купера–Шриффера

Содержание этого раздела в основном посвящено наглядному изложению элементов микроскопической теории сверхпроводимости Бардина, Купера, Шриффера (БКШ) [23], созданной не российскими, а зарубежными физиками. Однако, помня о главной цели нашей статьи (отметить российскую долю экзотики в общей физике), мы предположим этому изложению краткий рассказ о теории Гинзбурга–Ландау [19], опубликованной за 7 лет до появления теории БКШ. Напомним, что об этой теории мы уже немного писали в разделе 2.1, где отметили, что в ней не только были успешно преодолены некоторые трудности теории братьев Лондонов [8], но и фактически предсказан один из важнейших результатов теории БКШ.

В отличие от чисто классической теории Лондонов, в теории Гинзбурга–Ландау для описания поведения сверхпроводящих электронов используется квантовомеханическая волновая функция (названная авторами "эффективной"), квадрат модуля которой $|\psi|^2$ приравнен плотности сверхпроводящих электронов. Вид функции $\psi(x, y, z)$ в случае слабого поля получается из уравнений теории аналитически, а в случае сильного — численными методами. В результате применения квантовомеханического рассмотрения явления сверхпроводимости авторам [19] удалось не только объяснить множество известных экспериментальных данных, но и получить две существенно новые закономерности: зависимость глубины проникновения поля λ (т.е. толщины слоя, по которому течет компенсирующий ток) от величины внешнего магнитного поля (в случае использования толстой пластины) и от толщины образца (в случае исследования тонких пленок).

К сожалению, используемый в настоящей статье популярный способ изложения материала не представляется возможным применить для более наглядного ознакомления читателя с теорией Гинзбурга–Ландау. Для этого пришлось бы пояснить слишком много понятий, которые могут оказаться новыми для выбранного нами круга читателей. Достаточно сказать, что в теории [19] используется нетривиальное понятие фазовых переходов II рода (с нулевой скрытой теплотой)¹², теория которых была развита Ландау в 1937 г. [67], а также такие понятия, как свободная энергия сверхпроводника или комплексный параметр порядка (для его описания требуется знание элементов теории групп), и еще целый ряд других не менее экзотических на первый взгляд понятий. Кроме того, в работе [19] использована не очень простая математика.

Заметим кстати, что аналогичную точку зрения (о трудности пересказать содержание работы [19]) высказывают авторы довольно большой книги, целиком посвященной сверхпроводимости, А. Роуз-Инс и Е. Ро-

¹¹ За открытие и исследование сверхтекучести ^3He Д.М. Ли, Д.Д. Ошеров и Р.К. Ричардсону в 1996 г. была присуждена Нобелевская премия по физике [53–55]. Интересно заметить, что в своей нобелевской лекции [55] Р.К. Ричардсон отмечает большое значение эффекта И.Я. Померанчука [56], использованного для охлаждения гелия посредством сжатия.

¹² Напомним, что в общеизвестных фазовых переходах I рода типа превращения воды в лед или пар (и обратно) выделяется (поглощается) скрытая теплота плавления или парообразования.

дерик [68]. Тем не менее один наглядный способ, позволяющий воздать должное теории Гинзбурга – Ландау и подчеркнуть ее непреходящее значение, мы все-таки нашли. Это ссылки на мнение известных зарубежных авторов (с мнением отечественных специалистов о теории [19] читатель может познакомиться в учебниках теоретической физики и статьях в "Физической энциклопедии"), а также в книгах В.В. Шмидта [69, 70].

Так, автор одной из самых известных книг о сверхпроводимости Э.А. Линтон пишет о *возросшем* значении теории Гинзбурга – Ландау через 19 лет(!) после появления ее на свет (т.е. через 12 лет после создания теории БКШ) и обсуждает эту теорию на протяжении трех глав 3-го издания своей книги [71]. А авторы другой книги [41] Д.Р. Тилли и Дж. Тилли, в которой теории Гинзбурга – Ландау посвящена большая глава объемом в 60 страниц, пишут, что эта теория "*положила начало одному из наиболее плодотворных подходов к сверхпроводимости*", а также о том, что, хотя теория Гинзбурга – Ландау была развита до появления теории БКШ, ее уравнения для определенных областей температуры и напряженности магнитного поля строго следуют из микроскопической теории и были многократно подтверждены экспериментально. Более того, поскольку эти уравнения гораздо проще "микроскопических", то ими обычно и пользуются в области их применимости. А иногда (для качественной оценки поведения сверхпроводника) даже и вне этой области. В подтверждение своих слов авторы [41] в конце упомянутой выше главы приводят обширный список литературы, в которой обсуждается значение теории Гинзбурга – Ландау.

В России теорию Гинзбурга – Ландау [19] кроме ее авторов развивали и другие физики, в частности А.А. Абрикосов и Л.П. Горьков. О работе Горькова [24], в которой он получил уравнение и коэффициенты теории [19] на базе созданной в 1957 г. теории БКШ, мы уже писали выше (раздел 2.1). Здесь же хотелось бы подчеркнуть значение исследований А.А. Абрикосова, который в 1957 г. ввел понятие квантованных вихревых нитей (колец) [72] в сверхпроводниках 2-го рода. Согласно Абрикосову в диапазоне между нижним (H_{c1}) и верхним (H_{c2}) критическими полями сверхпроводник 2-го рода находится в смешанном состоянии, т.е. представляет собой совокупность множества мелких областей из сверхпроводящей и нормальной фаз с развитой поверхностью раздела между ними. При $H = H_{c1}$ сверхпроводник, в основном, находится в сверхпроводящей фазе, а нормальная фаза только начинает проявляться в нем в виде вкрапленных в тело сверхпроводника вихревых нитей, вблизи которых сосредоточен проникающий квантованный магнитный поток (решетка вихрей Абрикосова). Количество нитей растет по мере приближения H к H_{c2} , когда сверхпроводник переходит в нормальное состояние, полностью прозрачное для магнитного потока. Сохранение сверхпроводимости до $H = H_{c2}$ важно потому, что H_{c2} в несколько раз больше H_{c1} .

Существенно отметить, что в соответствии с моделью Абрикосова свойства вихревых нитей зависят от степени неоднородности сверхпроводника и других дефектов его структуры, на которых закрепляются вихри. Прочность этого закрепления определяет значение критического тока и критического поля данного сверхпроводника. И поскольку степень "дефектности" сверхпроводника можно регулировать с помощью спе-

циальной технологии его производства, то оказалось возможным изготовить сверхпроводники 2-го рода, работающие при чрезвычайно высоких критических полях ($H > 10^5$ Э) и критических токах ($I_c \approx 10^5 - 10^6$ А см⁻²). Это так называемые жесткие сверхпроводники 2-го рода, которые иногда называют сверхпроводниками 3-го рода. Именно их и используют для изготовления мощных сверхпроводящих магнитов с высокими значениями критического поля и тока.

Перейдем теперь к популярному рассказу об экспериментальных предпосылках, способствовавших созданию теории БКШ и об элементах этой теории. К моменту создания теории БКШ из экспериментальных исследований сверхпроводимости было известно следующее.

1. Переход вещества в сверхпроводящее состояние происходит чрезвычайно резко. При $T = T_c$ сопротивление сверхпроводника скачкообразно падает до нуля, а текущий через него ток столь же резко возрастает. И поскольку электрический ток в обоих случаях (при $T > T_c$ и $T < T_c$) создается за счет движения одних и тех же электронов проводимости, то это означает, что при $T < T_c$ они переходят в некоторое новое состояние движения — менее хаотичное, более упорядоченное, словом, скоррелированное. Создается впечатление, что при $T < T_c$ между электронами кроме кулоновского отталкивания возникает какое-то дополнительное взаимодействие, проявляющееся на сравнительно большом расстоянии, которое организует их движение, наводя в нем своеобразный дальний порядок. В подобном случае так и говорят: рассматриваемая система частиц обладает дальним порядком¹³. Наличие корреляции между электронами, находящимися на довольно большом расстоянии друг от друга (из некоторых данных его можно оценить равным $\sim 10^{-4}$ см), указывает на существование между ними взаимодействия типа притяжения. При дополнительном взаимодействии типа отталкивания трудно себе представить появление дальнего порядка: ведь отталкивание (кулоновское) есть и при $T > T_c$, а дальнего порядка в этом случае нет.

2. Низкотемпературная сверхпроводимость наблюдается у очень многих металлов и сплавов с самыми различными кристаллографическими и атомными характеристиками, т.е., казалось бы, ее существование обусловлено какими-то весьма общими свойствами этих веществ, например спецификой структуры кристаллической решетки при $T \leq T_c$. Однако по данным рентгеновского структурного анализа параметры и свойства кристаллической решетки сверхпроводника не изменяются при его охлаждении до температур ниже критической.

¹³ Дальним и ближним порядком в системе частиц называется упорядоченность в их распределении по расположению в пространстве (или по ориентации спинов, магнитных моментов и др.). Классическим примером дальнего порядка по координатам в пространстве является правильное чередование атомов кристалла на одних и тех же расстояниях, а ближнего — среднее расстояние между атомами в аморфных телах (у которых нет дальнего порядка). В идеальном газе нет ни ближнего, ни дальнего порядка. В рассматриваемом случае электронов в сверхпроводнике ближним порядком является среднее расстояние между электронами, а дальним (при $T < T_c$) — взаимная ориентация импульсов и спинов у двух электронов, сравнительно далеко отстоящих друг от друга и образующих куперовскую пару (подробнее см. ниже).

3. Тем не менее в 1950 г. было установлено, что критическая температура T_c данного элемента зависит от массы M его изотопов приближенно по закону

$$T_c \sim M^{-1/2} \quad (20)$$

(изотопический эффект). А это указывает на то, что какое-то отношение к появлению сверхпроводимости имеют положительно заряженные ионы кристаллической решетки, массы которых различны у разных изотопов и, следовательно, могут по-разному влиять на параметры сверхпроводимости, например, из-за различия частот колебаний решеток при их взаимодействии с электронами проводимости. Такое предположение подтверждается обнаружением еще одного экспериментального факта, относящегося на этот раз опять к электронам.

4. При частоте $\sim 10^{11}$ Гц (далекая инфракрасная область спектра электромагнитного излучения) в сверхпроводнике наблюдается сильное поглощение фотонов, аналогичное хорошо изученному поглощению излучения при частотах $\sim 10^{14}$ Гц в полупроводниках (см. раздел 5.3), где оно объясняется существованием в спектре электронов запрещенной зоны, не содержащей разрешенных энергетических уровней (энергетическая щель). При частотах $\sim 10^{14}$ Гц энергия фотона оказывается достаточно большой, для того чтобы перевести электрон через щель из заполненной разрешенной зоны в свободную, что и наблюдается в виде резкого края поглощения. Из значения поглощаемой частоты легко оценивается ширина щели в электронном спектре полупроводника $\sim 0,1 - 1$ эВ. Аналогично наблюдение поглощения излучения сверхпроводниками при частотах $\sim 10^{11}$ Гц позволяет предполагать существование в их электронных спектрах энергетической щели $\sim 10^{-4}$ эВ. При этом с ростом температуры от 0 К до T_c ширина щели уменьшается от ее максимального значения до нуля.

Итак, из совокупности описанных экспериментов (а мы описали далеко не все) можно сделать вывод о том, что причину сверхпроводимости следует искать во взаимодействии электронов с решеткой, которое при достаточно низкой температуре может приводить к притяжению между отдельными электронами и появлению в электронном спектре энергетической щели шириной $\sim 10^{-4}$ эВ.

Теоретическое исследование взаимодействия электронов с колеблющейся решеткой, т.е., как мы говорили в разделе 2.1, электрон-фононного взаимодействия, провел в том же 1950 г. (когда был открыт изотопический эффект) Х. Фрелих [73], который не только предсказал существование изотопического эффекта раньше, чем его открыли экспериментально, но и показал, что электрон-фононное взаимодействие действительно приводит к взаимодействию между электронами типа слабого притяжения и к существованию в электронном спектре энергетической щели шириной $\sim 10^{-4}$ эВ.

Схема рассуждений Фрелиха аналогична используемой в квантовой электродинамике, в которой взаимодействие между двумя заряженными частицами (например, теми же электронами) описывается испусканием виртуального фотона одной из частиц и поглощением его другой. В случае электрон-фононного взаимодействия один из электронов испускает виртуальный фонон, который поглощается другим электроном. В соответ-

ствии с квантовомеханическим соотношением неопределенности

$$\Delta E \Delta t \simeq \hbar \quad (21)$$

величина энергии испускаемого фонона ($\hbar \nu = \Delta E$) зависит от продолжительности его существования Δt до поглощения другим электроном и при малом Δt может быть достаточно большой. Поэтому с точки зрения классической физики такой процесс невозможен, так как в нем на время Δt нарушается закон сохранения энергии. В квантовой механике он не только возможен, но даже можно доказать, что в случае, когда $\hbar \nu > E_1 - E_2$ (где E_1 — энергия электрона до испускания им фонона, а E_2 — после), взаимодействие между двумя электронами будет иметь характер притяжения, которое может превосходить кулоновское отталкивание между ними.

Экспериментально связь сверхпроводимости с электрон-фононным взаимодействием подтверждается тем, что плохие проводники в нормальном состоянии (например, свинец) являются хорошими сверхпроводниками (т.е. имеют довольно высокие T_c), в то время как у хороших проводников (платина, золото, серебро, медь) сверхпроводимость, насколько мы знаем, не обнаружена. По Фрелиху это объясняется различием интенсивности электрон-фононного взаимодействия, которое, если оно велико, "мешает" проводимости в нормальном состоянии (из-за рассеяния электронов проводимости на фононах) и "помогает" сверхпроводимости (поскольку именно сильное электрон-фононное взаимодействие приводит к появлению притяжения между отдаленными электронами).

Наглядно (в классическом подходе) притяжение между двумя отрицательно заряженными электронами можно представить себе так. При взаимодействии одного из электронов с колеблющейся кристаллической решеткой последняя экранирует его отрицательный заряд положительными зарядами своих ионов, в результате чего он как бы становится положительно заряженным и может притянуть к себе другой электрон.

Теория Фрелиха позволила сделать очень существенный шаг на пути создания микроскопической теории сверхпроводимости. Однако согласно квантовой механике не всякое притяжение приводит к образованию связанного состояния. Для этого оно должно быть достаточно сильным. (В квантовой механике говорят что уровень, соответствующий связанному состоянию, может появиться только в достаточно глубокой потенциальной яме, характеризующей потенциал притяжения.) А из теории Фрелиха вытекало существование весьма слабого притяжения между электронами. Поэтому очень важен был следующий шаг на пути к микроскопической теории, который сделал Купер. В 1956 г. в работе [25] Купер рассмотрел задачу о двух дополнительных электронах, добавленных к *полному* набору электронов, характеризующему металл при $T = 0$ К, и доказал, что при некоторых условиях они могут образовать связанное состояние даже при сколь угодно слабом притяжении между ними. Чтобы рассуждения Купера были понятны, напомним основные положения теории твердого тела, относящиеся к металлам.

В отличие от рассмотренной выше квантовой бозе-жидкости, подчиняющейся статистике Бозе-Эйн-

штейна, которая при температурах ~ 0 К приводит к явлению бозе-конденсации, т.е. конденсации частиц в нижнем энергетическом состоянии и в конечном итоге к сверхтекучести, электроны в металле представляют собой пример квантовой ферми-системы, подчиняющейся статистике Ферми – Дирака и принципу Паули.

Ферми-система, состоящая из невзаимодействующих частиц, называется идеальным ферми-газом, спектр которого в основном состоянии при $T = 0$ К (вырожденный ферми-газ) представляет собой последовательность заполненных энергетических уровней, каждый из которых (в том числе и самый нижний) занят в соответствии с принципом Паули только двумя частицами с противоположными спинами. Заполнение уровней спектра продолжается вплоть до некоторой максимальной энергии, зависящей от плотности частиц в газе (энергии Ферми E_F). Энергетические состояния с $E > E_F$ свободны (подробнее см. раздел 5).

Вернемся теперь к куперовской задаче о двух дополнительных электронах, добавленных, так сказать, "поверх" завершенного до E_F заполнения системы энергетических уровней металла, находящегося при $T = 0$. Согласно принципу Паули они должны занять ближайшие свободные энергетические состояния над поверхностью Ферми (т.е. с $E > E_F$). Опираясь на результат, полученный Фрелихом, Купер предположил, что между этими электронами существует очень слабое притяжение, и показал, что при определенных условиях (равные и противоположные импульсы и спины) они могут образовывать связанное состояние (названное впоследствии куперовской парой) и их полная энергия (кинетическая плюс потенциальная) будет меньше $2E_F$. Таким образом, получается, что они как бы спустятся в заполненную и поэтому запрещенную для новых одиночных неспаренных электронов область спектра, которая, однако, оказалась разрешенной для связанной куперовской пары.

Привлекательная экзотичность этого результата требует, чтобы мы его рассмотрели подробнее. Но для экономии времени и места мы проведем это рассмотрение не для специально придуманной Купером задачи о двух добавочных электронах, а для более реальной ферми-системы со многими электронами, т.е. фактически приступим к наглядному изложению элементов микроскопической теории БКШ [23].

Начнем с того, что снова обратимся к заполненному до энергии E_F спектру электронов в металле при $T = 0$ и посмотрим, что с ним произойдет в результате взаимодействия электронов с решеткой и при каких условиях число актов взаимодействия и, следовательно, количество образующихся куперовских пар, а значит, и уменьшение полной энергии электронов будет максимальным.

Предположим, что два электрона с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 испытывают электрон-фононное взаимодействие, в результате чего импульсы приобретают другие значения \mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2 , причем согласно закону сохранения импульса

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 = \mathbf{p}. \quad (22)$$

Поскольку масштаб энергии взаимодействия по порядку величины равен kT_c , т.е. весьма мал (при $T_c = 1$ К $kT_c \approx 10^{-4}$ эВ) по сравнению с энергией Ферми ($E_F \approx 10 - 20$ эВ), то концы всех четырех векторов, изображающих импульсы, должны находиться в узких шаровых слоях вблизи сферы Ферми радиуса p_F . При

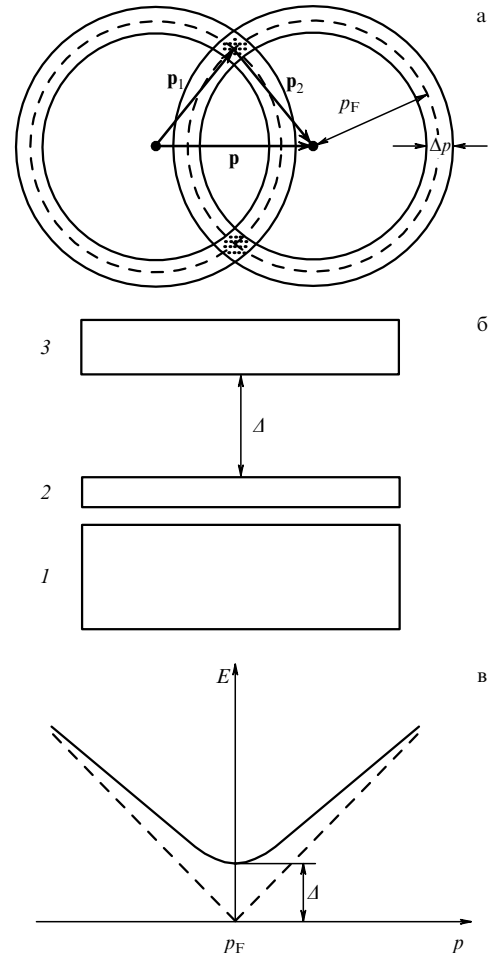


Рис. 5. К вопросу о сверхпроводимости: (а) схема пересечения двух шаровых ферми-слоев; (б) энергетическая схема сверхпроводника: 1 — область неспаренных электронов с $p < p_F$, 2 — область куперовских пар, Δ — энергетическая щель, 3 — область свободных электронов; (в) энергетический спектр электронов в сверхпроводнике (сплошная кривая) и нормальном металле (штриховая линия): p_F — импульс Ферми, Δ — энергетическая щель.

этом \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 должны находиться в слое, расположенном под поверхностью сферы, а \mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2 — в слое, расположенном над ней (т.е. в области незаполненных энергетических состояний, куда только и могут перейти электроны при взаимодействии в соответствии с принципом Паули).

На рисунке 5а схематически изображено пересечение двух шаровых ферми-слоев толщиной $\Delta\rho$ и средним радиусом p_F . Очевидно, что рисунок обладает аксиальной симметрией относительно оси, проходящей через вектор \mathbf{p} . Поэтому заштрихованные области рисунка изображают поперечное сечение кольца (образующегося в результате пересечения шаровых слоев), в котором должны сходиться концы векторов \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_2 (\mathbf{p}'_1 и \mathbf{p}'_2) любой куперовской пары с суммарным импульсом \mathbf{p} . Ясно, что только в этом случае будут выполнены все три упомянутые выше условия (принцип Паули, равенство (22) и $\Delta\rho \ll p_F$). Очевидно также, что число взаимодействий, удовлетворяющих этим условиям, пропорционально объему кольца (в p -пространстве). Легко сообразить, что при уменьшении p от значения $p = 2p_F$ (касание сферических слоев) до $p = 0$ (совпадение слоев)

объем кольца будет сначала изменяться сравнительно медленно, пока p не делается в точности равным нулю, а кольцо не превратится в полный сферический слой, т.е. объем его возрастет чрезвычайно резко. Но значение $p = 0$ соответствует случаю $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ ($\mathbf{p}'_1 = -\mathbf{p}'_2$ и т.д.). Таким образом, наибольшее число куперовских пар образуется именно из электронов с противоположно направленными импульсами. Рассмотрев дополнительно квантовомеханическую задачу с учетом принципа Паули, Купер показал, что пространственная составляющая волновой функции электронной пары симметрична, из чего следует асимметричность ее спиновой составляющей, т.е. электроны, образующие куперовскую пару, должны иметь противоположно направленные спины (при которых притяжение будет сильнее).

Любопытно отметить (и это тоже показал Купер), что своего партнера по паре электрон подбирает не из числа ближайших соседей, а среди более отдаленных электронов. Это легко понять, если наряду с приведенным выше соотношением неопределенности в форме $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ рассмотреть другую известную его форму

$$\Delta x \Delta p \approx \hbar, \quad (23)$$

где Δp должно соответствовать значению $\Delta E = kT_c$, которое равно $0,7 \times (10^{-4} - 10^{-3})$ эВ при $T_c = 1 - 10$ К. Действительно, согласно предыдущему рассуждению

$$kT_c = E - E_F = \frac{p^2}{2m_e} - \frac{p_F^2}{2m_e} = \frac{(p - p_F)(p + p_F)}{2m_e} = \frac{p_F \Delta p}{m_e}, \quad (24)$$

где m_e — масса электрона, E — его энергия вблизи поверхности Ферми, а p — импульс ($p \simeq p_F$, так как $E_F \simeq 10$ эВ, а $kT_c \simeq 10^{-4}$ эВ). Отсюда $\Delta p = mkT_c/p_F$ и $\Delta x = \hbar/\Delta p \sim 1,5 \times (10^{-4} - 10^{-3})$ см. Таким образом, куперовская пара (при $T_c \sim 1 - 10$ К) имеет "размеры" $2 \times (10^{-4} - 10^{-3})$ см, что значительно превышает среднее расстояние (10^{-7} см) между атомами в кристаллической решетке и, следовательно, между электронами проводимости ("дальнодействие" электрон-фононного притяжения).

И еще одна особенность куперовских пар. Процесс электрон-фононного взаимодействия, приводящий к преобразованию пары с $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ в пару с $\mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 = 0$, происходит быстро (скорость электрона вблизи поверхности Ферми $v_F = p_F/m_e \sim 2 \times 10^8$ см с⁻¹), так что эта вновь возникшая пара через короткое время $\Delta t \approx \Delta x/v_F \approx 10^{-12} - 10^{-11}$ с преобразуется в новую пару с $\mathbf{p}''_1 + \mathbf{p}''_2 = 0$ и т.д., причем импульсы электронов вновь образующихся пар обязательно должны лежать в сферическом слое радиусом p_F и толщиной Δp , поэтому конкретные значения импульсов в процессе преобразования пар могут повторяться. (Это означает, что все электроны, участвующие в образовании куперовских пар, связаны между собой.) И это обобщение куперовского результата с двух электронов на все электроны с $p \approx p_F$ (находящиеся в области Δp) вместе с предположением о том, что другие электроны (занимающие уровни с $p < p_F$) не только не участвуют в образовании куперовских пар, но и "не мешают" ему, и является, по существу, главным содержанием теории БКШ, поскольку из него вытекают значительное снижение энергии системы по сравнению с энергией электронов нормального металла и "прочность" куперовских пар по отношению к их

разрыву, т.е. существование энергетической щели конечной ширины Δ . Схематически сказанное выше можно представить себе в виде, представленном на рис. 5б, на котором цифрой 1 отмечена область неспаренных электронов, имеющих $p < p_F$; 2 — область куперовских пар; 3 — область свободных электронов; Δ — энергетическая щель.

Большую ширину щели можно объяснить тем, что в образовании куперовских пар участвуют *многие* электроны из области Δp , в связи с чем энергия отрыва электрона от пары во много раз больше энергии связи одной пары. И это не парадокс. Выше мы говорили, что в процессе непрерывной перестройки куперовских пар некоторые конкретные значения импульсов, входящих в пару (\mathbf{p}_1 или \mathbf{p}_2 , \mathbf{p}'_1 или \mathbf{p}'_2 и т.п.) могут многократно повторяться. А это означает, что перевод электрона с каким-то конкретным значением импульса \mathbf{p}_i из связанного состояния в одноэлектронное удаляет из системы куперовских пар не одну, а много большее число пар, которые *могли бы образоваться с участием этого импульса*. Отсюда и получается конечное значение ширины Δ энергетической щели.

Из-за существования щели спектр электронов сверхпроводника при $T < T_c$ радикально отличается от нормального спектра электронов при $T > T_c$, когда, как мы говорили выше, основное состояние характеризуется последовательным заполнением энергетических состояний вплоть до энергии Ферми E_F , к которой примыкает полоса разрешенных энергетических состояний. В одно из них может переходить электрон при его возбуждении. В случае сверхпроводника с $T < T_c$ основное состояние образовано системой взаимодействующих электронных пар, сконцентрированных вблизи поверхности Ферми, а возбужденное (характеризуемое одним оторванным от пары электроном) отделено от него энергетической щелью Δ (внутри которой нет разрешенных состояний). Зависимость энергии электронов E от импульса p в сверхпроводнике для случая изотропной модели БКШ имеет вид

$$E(p) = \left[\Delta^2 + \frac{p_F^2}{m_e^2} (p - p_F)^2 \right]^{1/2}, \quad (25)$$

где p_F — импульс Ферми. Схема энергетического спектра электронов в металле показана на рис. 5в, где штриховая линия соответствует спектру в нормальном металле, а сплошная кривая — в сверхпроводнике. При $T = 0$ ширина щели $\Delta > \hbar\omega$, где $\hbar\omega$ — средняя энергия колебаний решетки. Поэтому при $T = 0$ К описанный процесс возбуждения электронов практически невозможен и металл уверенно обнаруживает все признаки, свойственные явлению сверхпроводимости. С ростом T (от нуля к T_c) вероятность возбуждения электрона повышается (из-за возрастания энергии тепловых колебаний), что приводит к постепенному сокращению числа пар и уменьшению ширины щели. При $T = T_c$ щель исчезает совсем и сверхпроводимость пропадает.

Итак, очень кратко сущность микроскопической теории сверхпроводимости сводится к следующему. При $T < T_c$ в системе, обладающей свойством сверхпроводимости, образуется макроскопически большое число сильно связанных между собой куперовских пар электронов, имеющих равные и противоположно направленные импульсы, суммарный спин $J = 0$ и суммарный заряд $2e$,

т.е. представляющих собой своеобразные заряженные частицы Бозе–Эйнштейна, которые подобно жидкому ^4He (при $T < T_c$) должны проявлять свойство бозе-конденсации и сверхтекучести. Поскольку суммарный импульс всех электронных пар равен нулю, то при приложении электрического поля каждая пара получит одинаковый импульс Δp , в результате чего возникнет скоррелированное движение куперовских пар без сопротивления (т.е. без рассеяния на фононах и дефектах кристалла, которое невозможно из-за $\Delta > \hbar\omega$, при $T < T_c$).

В заключение этого раздела выпишем два конкретных результата теории БКШ, имеющих предсказательное значение. Первый относится к выражению для критической температуры T_c :

$$T_c = \theta \exp\left(-\frac{1}{\lambda_{\text{эф}}}\right), \quad (26)$$

где в случае электрон-фононного механизма взаимодействия $\theta \simeq \theta_D$ (θ_D — дебаевская температура металла), а константа связи $\lambda_{\text{эф}}$ считается малой ($\lambda_{\text{эф}} \ll 1$). И поскольку для большинства металлов $\theta_D < 500$ К, а $\lambda_{\text{эф}} < 1/3$, то теория БКШ достаточно убедительно "оправдывает" известные из эксперимента значения T_c , которые в случае НТСП не превосходят 24 К. (О роли формулы (26) в случае ВТСП см. раздел 2.4.) Второй экспериментально подтверждаемый результат связывает ширину щели Δ при $T = 0$ К с T_c :

$$\frac{2\Delta(0)}{kT_c} = 3,52. \quad (27)$$

На этом мы заканчиваем элементарное изложение основных принципов построения микроскопической теории сверхпроводимости. В работах российских ученых эта теория получила дальнейшее развитие в уже упомянутых трудах Н.Н. Боголюбова [26] и его школы [27], в серии статей В.Л. Гинзбурга (см. обзоры [267, 34] с приведенными в них ссылками), работах Л.П. Горькова [24], Г.М. Элиашберга [74] и других физиков. Более подробно о сверхпроводимости можно прочитать в книгах В.В. Шмидта [69, 70], А.А. Абрикосова [75], Н.Н. Боголюбова, В.В. Толмачева и Д.В. Ширкова [76], С.В. Вонсовского, Ю.А. Изюмова и Э.З. Курмаева [77]. Из зарубежных книг наряду с уже названными выше [41, 71] рекомендуем книги Дж. Шриффера [78] и М. Тинкхама [79]. Кроме того еще раз обращаем внимание читателя на статьи В.Д. Кукина [64].

2.4. Высокотемпературная сверхпроводимость (ВТСП)

Как мы уже говорили выше, ВТСП была открыта И.Г. Беднорцем и К.А. Мюллером [31, 33] в 1986 г., а также М. Ву, К. Чу и др. [32] в 1987 г. В этих работах было обнаружено, что свойством высокотемпературной сверхпроводимости обладает класс многофазных слоистых керамических веществ — оксидов-купратов, которые радикально отличаются от обычных низкотемпературных сверхпроводников. Первыми соединениями такого вида были $\text{La}_{2-x}\text{V}_x\text{CuO}_4$ (при $x = 0,15-0,2$), в которых авторы работы [31] обнаружили сверхпроводимость с рекордной для того времени критической температурой $T_c = 30-34$ К. (Напомним, что наивысшая T_c для НТСП-веществ до сих пор не превышает 24 К, если не считать

обнаруженной в 2001 г. сверхпроводимости у MgB_2 , см. ниже.) Однако по-настоящему высокотемпературной, пожалуй, следует считать открытую в [32] сверхпроводимость иттриевых соединений типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (так называемый кристалл 1:2:3) с $T_c = 90$ К, которая выше температуры кипения жидкого азота ($T_{\text{кип}} = 77,3$ К). А это принципиально важно для практического использования сверхпроводимости в связи с тем, что жидкий азот существенно дешевле жидкого гелия.

В 1993 г. в работах С.Н. Путилина и др. [80] и К. Чу и др. [81] была открыта ВТСП в ртутных соединениях типа $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ с еще более высокой $T_c = 130-160$ К (при нормальном и высоком давлениях соответственно).

Открытие ВТСП сопровождалось необычайно высоким интересом к этой области исследований, выразившимся, например, в публикации за истекшие 16 лет десятков тысяч работ¹⁴. Исследования оксидных материалов показали, что их сверхпроводящие свойства существенно зависят от содержания кислорода. Максимальная T_c достигается при оптимальной его концентрации. Сильное влияние на сверхпроводимость купратов оказывает также допирование, т.е. введение примесей, концентрация которых также должна быть оптимальной. Со структурой элементарных ячеек кристалла 1:2:3 и других кристаллов, природой структурно-химических связей $\text{Cu}-\text{O}$, а также возможным влиянием поляризуемости кислорода на появление ВТСП в купратах можно познакомиться в обзоре Я.С. Бобовича [82].

Для иллюстрации сказанного выше мы выбрали из этого обзора рисунок с изображением элементарной ячейки кристалла La_2CuO_4 , допированного ионами Sr (рис. 6). Из рисунка видно, что в результате допирования элементарная ячейка теперь представляет собой почти плоские слои сильно деформированных октаэдров с медь-кислородными связями, перемежающиеся с пластинчатыми образованиями состава $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{O}_2$ [83]. Состояние проблемы ВТСП в области эксперимента и теории представлено в упомянутом выше обзоре В.Л. Гинзбурга [5] и вышедшем вскоре после него обзоре Е.Г. Максимова [84].

Одним из механизмов ВТСП по праву считается электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ), которое мы подробно обсуждали при описании НТСП (где оно в соответствии с теорией БКШ считается слабым). Однако среди специалистов существует достаточно глубокое убеждение в том, что, хотя ЭФВ и играет существенную роль, одним этим механизмом для объяснения ВТСП ограничиваться не следует. Еще в работах сборника [85], вышедшего в свет в 1977 г., т.е. опубликованных задолго до открытия ВТСП, было доказано, что высокие значения T_c могут быть получены в системах с сильным взаимодействием. После открытия ВТСП исследования таких систем стали развиваться особенно интенсивно. При этом значительная часть работ опиралась на модель Хаббарда с сильным кулоновским отталкиванием электронов на одном центре.

Эта модель была предложена в 1963–1965 гг. Дж. Хаббардом [86] для описания различных аспектов

¹⁴ Не обошлось, к сожалению, и без жертв. Известен случай, когда один из российских физиков впал в полную депрессию из-за того, что он не смог открыть ВТСП раньше Беднорца и Мюллера в связи с отсутствием у него жидкого гелия во время исследования электропроводности аналогичной керамики.

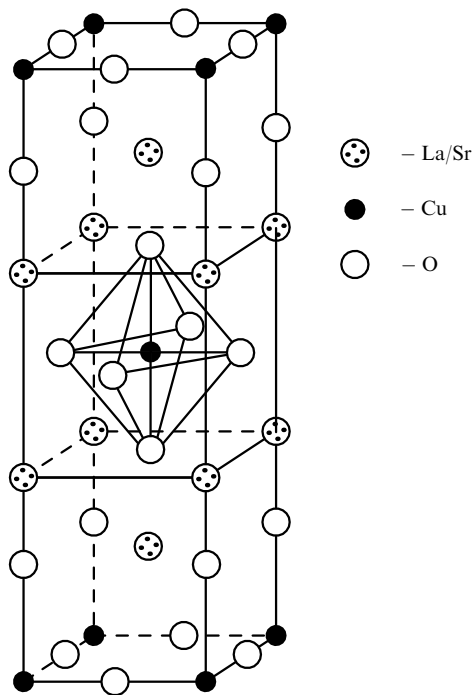


Рис. 6. Элементарная ячейка кристалла La_2CuO_4 , допированного ионами Sr.

взаимосвязи электрических и магнитных свойств твердых тел. В основе модели лежит представление о движении невырожденных по орбитальному состоянию электронов в кристаллической решетке путем квантовых переходов с одного узла на другой. При этом на одном узле два электрона испытывают сильное локальное кулоновское отталкивание.

Для теоретического исследования механизма ВТСП модель Хаббарда применяется в сочетании со взглядами Ф. Андерсона на сверхпроводимость купратов, изложенными им в работе [87], в которой на примере купрата La_2CuO_4 были рассмотрены сильно коррелированные электронные системы с резонансными валентными связями. Согласно Андерсону эти связи описывают так называемую спиновую жидкость синглетных электронных пар. Другими словами, при низких температурах спин электрона существует и переносится отдельно от его заряда.

Не менее экзотичен и другой подход к описанию низкоэнергетических возбуждений в ВТСП-системах, предложенный В. Калмейером и Р. Лафлиным [88], которые не связывают эти возбуждения ни со статистикой Ферми–Дирака, ни со статистикой Бозе–Эйнштейна, т.е. не считают их ни фермионами, ни бозонами, а некими *анионами*. Несколько необычными для специалистов выглядят также модели, основанные на предположении о существовании сильного межэлектронного отталкивания, которое может приводить к анизотропному p- и d-спариванию за счет спиновых флуктуаций. Впервые идея подобных моделей была высказана В. Коном и Дж. Латтинджером в 1965 г. [89], т.е. за два десятилетия до открытия ВТСП. Но особое внимание они привлекли к себе после того, как в купратах действительно наблюдалось d-спаривание.

Мы, разумеется, понимаем, что информации в предыдущем абзаце статьи довольно мало, в связи с чем

просим читателей рассматривать его только как указатель источников, в которых ее значительно больше. В частности, еще раз обращаем внимание на два современных обзора: В.Л. Гинзбурга [5] и Е.Г. Максимова [84]. Продолжая в том же духе (без подробностей об их содержании) назовем еще несколько работ, в которых обсуждаются различные варианты механизма спаривания электронов: упомянутый выше электронно-экситонный [90], спиновый [91], электронный [92].

Вот так непросто обстоит дело с моделями ВТСП! И все осложняется еще и тем, что в отличие от НТСП, при объяснении которой предпочтение отдается ЭФВ, в случае ВТСП, по утверждению специалистов, могут одновременно работать все перечисленные выше механизмы. Это обстоятельство вряд ли можно считать достоинством теории ВТСП. В подтверждение этих слов приведем высказывание одного из крупнейших специалистов в области сверхпроводимости [34]: "Современное состояние теории твердого тела и, в частности, теории сверхпроводимости не позволяет вычислить температуру T_c или хотя бы достаточно точно и определено, особенно в случае сложных материалов, указать, какое именно соединение нужно исследовать". И еще: "не ясен даже сам механизм сверхпроводимости в купратах". Автор [34] считает, что для объяснения максимальной достигнутой T_c к моменту написания им работы (134 К при атмосферном давлении и 164 К при высоком) пригоден даже фононный механизм, который в принципе будет уже неприменим при $T_c > 200$ К. В этом случае может быть использован экситонный механизм, причем даже для объяснения сверхпроводимости при комнатной температуре (КТСП), если она будет открыта. В статье [34] по этому поводу полуоптимистично замечено: "в принципе КТСП возможна, но никакой гарантии на этот счет нет". Своеобразным подтверждением этого оптимизма (в смысле: все возможно) является, правда в другой области критических температур, недавнее (март 2001 г.) открытие японскими физиками сверхпроводящих свойств у MgB_2 — простейшего вещества, которое, по слухам, продается в аптеках [93]. Оказалось, что критическая температура этого вещества $T_c = 39$ К, т.е. такого же порядка, как у первых высокотемпературных сверхпроводников, хотя структура MgB_2 столь же проста, как структура всех известных низкотемпературных сверхпроводников. А максимальная T_c у них, доведенная в 1973 г. до 24 К, с тех пор не изменилась. Так что не очень ясно, к какому типу сверхпроводимости (НТСП или ВТСП) следует отнести MgB_2 . Утверждается, что механизм спаривания у него фононный [94], но при $T_c \approx 40$ К этот механизм возможен в обоих случаях. Предполагается также [95], что необычно высокое значение T_c у сверхпроводника со столь простой структурой объясняется существованием у него двух энергетических щелей.

Что касается мнения автора [34] по поводу состояния теории твердого тела и теории сверхпроводимости, высказанного им в 1997 г., то оно не изменилось и в 2000 г., что видно из следующих слов: "современное состояние теории твердого тела никак не возможно признать удовлетворительным... Не существует единого мнения о механизме сверхпроводимости, приводящего к большому значению T_c в купратах. В реальном веществе существует, разумеется, одновременно электрон-фононное, спиновое и электрон-электронное (электрон-экситон-

ное) взаимодействие" [5]. Заметим, что, насколько нам известно, аналогичный пессимизм в отношении теории разделяют и другие специалисты в данной области, а также, вероятно, вообще многие читатели этого журнала. Правда, тому же автору [5], кроме пессимистических, принадлежит и вполне оптимистическое высказывание относительно "голубой мечты" об открытии КТСП, для которого он теперь даже намечает временные рамки — не позднее 2011 г. (столетие со дня открытия НТСП). Ох, В.Л.! Вашими бы устами...¹⁵ Но некоторые основания для таких надежд действительно есть, поскольку в последние годы ВТСП была обнаружена не только у купратов (где после 1994 г. новых рекордных значений T_c не найдено), но и у фуллеритов, для которых недавно последовательно удалось получить критические температуры $T_c = 18, 80$ и 117 К [96, 97]. Другим перспективным материалом могут оказаться углеродные нанотрубки [98].

2.5. Применение НТСП и ВТСП в науке и технике

В заключение раздела о сверхпроводимости несколько слов о применении НТСП и ВТСП в науке и технике. Пока НТСП применяется гораздо шире, чем ВТСП. В настоящее время трудно себе представить современные ускорители и накопительные кольца без сверхпроводящих магнитов. Наиболее известным из установок такого рода является американский коллайдер Теватрон. В России работает (в г. Дубна) сверхпроводящий ускоритель протонов (и атомных ядер) — нуклотрон. Сверхпроводящие магниты используются в многочисленных детекторах элементарных частиц, в медицинских томографах, а также в токамаках — приборах для исследования свойств горячей плазмы, которые широко проводятся во всем мире в связи с проектом международного термоядерного реактора. В настоящее время

для будущего реактора российскими физиками уже изготовлена гигантская сверхпроводящая катушка-вставка. Представление о масштабе проделанной работы можно составить из размеров катушки: диаметр 2 м, высота 5 м. При испытаниях катушки, проведенных недавно в Японии, был достигнут ток 46040 А (что выше запроектированного) в магнитном поле 13 Тл [99].

Широко применяется сверхпроводящий магнетометр, действие которого основано на эффекте Джозефсона [100]¹⁶. Для управления сверхпроводящими электрическими цепями используется клиотрон, работа которого основана на потере сверхпроводимости во внешнем магнитном поле, когда его значение превышает критическое.

Техническое использование ВТСП пока не столь широкое из-за трудностей изготовления удобных для применения сверхпроводящих проводников. В связи со специфическими механическими свойствами керамики из нее невозможно изготовить тонкую многожильную проволоку, заключенную в матрицу из хорошего проводника, как это делается в случае НТСП. Поэтому потребовалось разрабатывать довольно сложную технологию, которая сравнительно недавно позволила получить положительные результаты. Один из вариантов этой технологии называется "порошок в трубе". Сущность этого варианта заключается в заполнении серебряной трубки ВТСП-порошком и последующих операциях прокатки, волочения, термообработки, в результате которых формируется ВТСП-лента. Типичное сечение ленты (для тока ~ 60 кА) 0,2 мм (толщина) на 3–8 мм (ширина). В другом варианте технологии изготовления ВТСП-проводника (так называемой покрывной технологии) изготавливалась многослойная пленочная структура в виде чередующихся гибких металлических лент, покрытых ВТСП-пленкой [104].

В настоящее время трудности технологии в основном преодолены и уже известно довольно много примеров использования ВТСП-материалов в электроэнергетике. Это — ограничители аварийных токов в действующей электросети Швейцарии и 180-метровая вставка из ВТСП-кабеля в сети Дании; токовводы для строящегося в ЦЕРНе ЛНС — большого адронного коллайдера на энергию 2×7 ТэВ; экспериментальный ВТСП-трансформатор на 0,5 МВт в Японии [105]. В США ВТСП-материалы используются в системе фильтров и усилителей на базовых станциях беспроводной связи, что способствует расширению территориального охвата базовой станции, увеличению скорости передачи и улучшению качества звука у мобильных телефонов [38].

Как за рубежом, так и в России существует много проектов практического использования ВТСП-материалов с различной степенью продвижения их в жизнь. Назовем некоторые из них. В России разрабатывается ВТСП-токоограничитель для РАО ЕЭС, предполагается

¹⁵ Мы позволили себе такую фамильярность в связи с очень старым "полузнакомством": один из авторов настоящей статьи (К.Н.М.) учился вместе с В.Л. Гинзбургом на физфаке МГУ практически одновременно (1936–1941 гг.) и знал его как младшекурсник знает старшекурсника; тем более что подчас и те и другие посещали общие спецкурсы (теория матриц — проф. Рабинович, теория групп — проф. Делоне и др.). А профессора, читавшие основные курсы, у них тоже заведомо были одни и те же (хотя слушали они их в разные годы): С.Э. Хайкин (который для демонстрации исключительных возможностей человеческого слуха привел на одну из лекций своего знаменитого брата — дирижера Большого театра Б.Э. Хайкина и ставил над ним опыты по разгадыванию звуков специального многопластинчатого ксилофона); М.А. Леонтович, И.Е. Тамм, А.Н. Тихонов, Д.И. Блохинцев, Г.С. Ландсберг, А.А. Власов, В.С. Фурсов. К.Н.М. вообще везло в молодости на такие "полузнакомства" с современными и будущими знаменитостями. Дипломную работу он выполнял (под руководством В.В. Мигулина), находясь в одной комнате с Н.Д. Папалекси и молодым А.М. Прохоровым, в первые военные годы работая на физфаке МГУ, был ассистентом Л.И. Мандельштама (и бывал у него дома, т.е. с этого момента "полузнакомства" уже перешли в полные); после перевода в нынешний Курчатовский институт почти ежедневно общался с И.В. Курчатовым; в 1948 г. некоторое время работал в коллективе Ю.Б. Харитона (у Г.Н. Флерова) и часто общался с самым молодым член-корром того времени (он стал им в возрасте 32 лет) Я.Б. Зельдовичем (с которым жили в соседних комнатах гостиницы Арзамаса); в том же году перешел на работу в лабораторию И.И. Гуревича, который познакомил К.Н.М. и с Л.А. Арцимовичем, и с И.К. Кикоиным, и с А.П. Александровым. Работая одновременно в МИФИ, он хорошо знал А.И. Алиханяна и В.И. Гольданского. Какие люди, какие времена!

¹⁶ Б.Д. Джозефсон — лауреат Нобелевской премии по физике 1973 г. за предсказание эффектов, названных его именем (джозефсоновское туннелирование, джозефсоновский переход и нестационарный эффект Джозефсона) [101]. Некоторые из этих эффектов были экспериментально открыты Л. Эсаки [102] и И. Гиавером [103], которые вместе с Джозефсоном также были награждены Нобелевской премией по физике 1973 г. под общим названием "За открытия, связанные с явлением туннелирования в твердых телах".

создание внутризаводской ВТСП-линии электропередачи на предприятии "Норильский никель", обсуждается идея создания полностью сверхпроводящей энергосистемы для строящегося под С.-Петербургом Научного центра РАН, которая будет состоять из ВТСП-генераторов, трансформаторов, токоограничителей и линии передач [106, 36].

За рубежом многие компании занимаются разработкой высоковольтных ВТСП-кабелей. Так, опытный образец такого кабеля длиной 30–50 м для подземной прокладки разрабатывается во Франции. ВТСП-кабели разных конструкций разрабатываются в Дании, Великобритании, Швейцарии, Японии и других странах. Наиболее продвинул американский проект установки ВТСП-кабеля на подстанцию в Детройте. Компания, занимающаяся этим проектом, уже имеет гибкий трехфазный кабель с соединительными и оконечными устройствами на ток 2400 А при напряжении 24 кВ и систему его охлаждения [37]. Однако широкомасштабное промышленное использование ВТСП-кабелей все еще сдерживается их большей стоимостью по сравнению со стоимостью НТСП-проводников (1 дол США за 1 килоамперметр (кАм) для NbTi-материала). Считается, что ВТСП-материалы могут составить серьезную конкуренцию НТСП-материалам при стоимости 10 дол за 1 кАм, но более реальным представляется достижение к 2004 г. (при массовом производстве) стоимости 50 дол за 1 кАм, что позволит использовать ВТСП-материалы только при изготовлении уникальных установок [107].

В заключение этого раздела мы расскажем еще об одном практическом применении, но на этот раз не ВТСП-материалов, а их хладагента — жидкого азота¹⁷. В ноябре 2001 г. была опубликована заметка [108] о создании в США опытного образца криогенного автомобиля, работающего на жидком азоте. Кривоавтомобиль состоит из танка с жидким азотом емкостью 124 л, теплообменника, в котором пары азота, образующиеся при его кипении, подогреваются до температуры окружающей среды, и пневматического двигателя мощностью 13 кВт, работающего при давлении 10 атм. Масса автомобиля 700 кг. На испытаниях он развил скорость 58 км ч⁻¹ и проехал на одной заправке 24 км. Предполагается, что новый вариант кривоавтомобиля, над которым сейчас работают конструкторы, будет развивать скорость до 100 км ч⁻¹ при дальности пробега на одной заправке до 240 км. Существенными преимуществами кривоавтомобиля по сравнению с обычным является экологическая чистота выброса и полная пожаробезопасность, делающая весьма перспективным его применение на аэродромах. Недостаток — некоторая громоздкость из-за больших размеров азотного танка и теплообменника.

¹⁷ Читателю, которому это наше намерение покажется странным, мы хотим напомнить, что ВТСП-материалы без охлаждения их жидким азотом теряют свои замечательные свойства и становятся обычными материалами, да еще и с неважными механическими свойствами. Только КТСП, если ее когда-нибудь откроют, можно будет сравнить с киплинговской кошкой, "которая гуляет сама по себе". А НТСП и ВТСП могут "гулять" только неразлучно со своими "хозяевами" — хладоагрегатами. Сами же "хозяева" не только могут самостоятельно "разгуливать" по физическим лабораториям, занимаясь многими другими делами, не связанными с обслуживанием НТСП и ВТСП, но и, как вы сейчас увидите, буквально бегать (без кавычек) по дорогам.

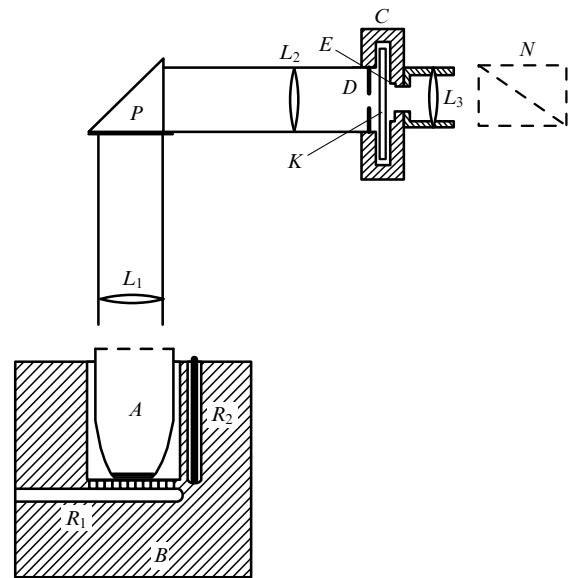


Рис. 7. Прибор П.А. Черенкова: *A* — платиновый сосуд, *B* — деревянная колодка, *R*₁ и *R*₂ — щели для размещения радиоактивного препарата, *L*₁, *L*₂, *L*₃ — линзы, *P* — призма, *D* — диафрагма, *C* — щель для клина *K*, *E* — щель для светофильтров, *N* — призма Глана.

3. Излучение Вавилова – Черенкова и родственные эффекты

3.1. История открытия

История открытия излучения Вавилова–Черенкова началась в 1934 г., когда аспирант академика С.И. Вавилова П.А.Черенков, исследуя визуально в условиях абсолютной темноты¹⁸ люминесценцию растворов ураниловых солей под действием γ -излучения радия, обнаружил новое голубое свечение, которое нельзя было объяснить обычным механизмом возбуждения флуоресценции [110]. Исследования Черенкова были выполнены с помощью прибора, изображенного на рис. 7. Прибор состоит из платинового сосуда *A* диаметром 3 см с исследуемой жидкостью, свечение которой собиралось через оптическую систему, состоящую из линз *L*₁ и *L*₂, призмы *P* и диафрагмы *D*, на фотографическом клине *K* в виде пятна диаметром 3 мм. Передвигая клин в щели *C*, можно устанавливать яркость изображения, наблюдаемого через линзу *L*₃ на пороге зрительного раздражения. Запасная щель *E* служила для размещения светофильтров. При определении поляризации свечения перед глазом ставилась призма Глана *N*.

Для сохранения постоянства условий наблюдения сосуд с жидкостью устанавливался в деревянной колодке *B* с двумя щелями *R*₁ и *R*₂ для радиоактивного препарата. Облучение жидкости проводилось γ -излучением препарата радия 103,6 мг (α - и β -частицы не могли проходить через стенки ампулы с радием и стенку

¹⁸ По воспоминаниям И.М. Франка [109], который иногда принимал участие в этих исследованиях, перед их началом приходилось около часа сидеть в темноте для адаптации глаз. С.И. Вавилов использовал это время для обсуждения полученных ранее результатов и предложения новых экспериментов.

платинового стакана). В опытах по определению поляризации препарат помещался в щель R_2 , параллельную оси сосуда, во всех остальных экспериментах — в щель R_1 .

Всего было исследовано 20 самых разнообразных жидкостей, среди которых кроме воды (водопроводной и трижды перегнанной) были такие разные, как, например, серная кислота и глицерин, ацетон и парафиновое масло и др. Для всех исследованных жидкостей относительная яркость свечения оказалась одинаковой в пределах $\pm 18\%$. С помощью светофильтров было проведено визуальное изучение спектрального состава свечения, которое показало, что свечение сосредоточено у всех жидкостей в синефиолетовой части спектра. Наблюдаемое свечение не удавалось погасить ни применением известных тушителей люминесценции, ни нагреванием (при котором у некоторых жидкостей кроме температуры изменялась также вязкость). Исследование поляризации показало, что свечение всех жидкостей частично поляризовано.

Все эти результаты не согласуются со свойствами флуоресценции, которая была детально изучена в трудах С.И. Вавилова [111–113]. В частности, о флуоресценции было известно, что она возникает в результате перехода атомов или молекул между возбужденными состояниями и имеет противоположный (по сравнению с излучением Вавилова–Черенкова) знак поляризации. Длительность флуоресцентного высвечивания $\tau \geq 10^{-10}$ с, причем на вероятность перехода можно воздействовать, например, добавлением гасящих веществ или, наоборот, хорошей очисткой среды, изменением ее температуры и др. Как было рассказано выше, ни одним из этих способов погасить свечение П.А. Черенкову не удалось. В связи с этим С.И. Вавилов опубликовал работу [114] (в том же номере журнала, где была помещена статья П.А. Черенкова [110]), в которой высказал утверждение, что наблюдаемый Черенковым эффект не является флуоресценцией, а вызывается быстрыми комптоновскими электронами при их торможении в плотной среде. И хотя конкретная причина эффекта, предположенная Вавиловым (торможение электронов), оказалась неверной, сама идея объяснения его происхождения за счет *движения быстрых электронов в плотной среде* сыграла, как мы увидим, решающую роль при построении теории и постановке последующих экспериментов, которые так же, как и первый, были предложены С.И. Вавиловым. Именно поэтому обнаруженное Черенковым универсальное голубое свечение в России принято называть излучением Вавилова–Черенкова.

В последующих исследованиях, выполненных уже с электронами [115], Черенков обнаружил резкую асимметрию в распределении интенсивности свечения, которая оказалась значительно выше в направлении движения электрона по сравнению с противоположно направленным. Этот результат сыграл очень важную роль при определении механизма эффекта.

Механизм и количественная теория излучения Вавилова–Черенкова были построены в 1937 г. И.Е. Таммом и И.М. Франком на основе анализа уравнений классической электродинамики [116]. Аналогичный результат получил в 1940 г. В.Л. Гинзбург при квантовом рассмотрении [117]. Кроме того, В.Л. Гинзбург рассмотрел случай анизотропной среды [118]. В том же году

Э. Ферми обобщил теорию излучения Вавилова–Черенкова, учтя поглощение энергии частицы в среде [119].

В 1958 г. И.Е. Тамм, И.М. Франк и П.А. Черенков за открытие и объяснение эффекта Вавилова–Черенкова были награждены Нобелевской премией по физике [120]¹⁹.

3.2. Элементы теории Тамма–Франка

В работе [116] Тамм и Франк обратили внимание на то, что утверждение классической электродинамики о невозможности потерь энергии на излучение заряженной частицей, движущейся равномерно и прямолинейно в вакууме, теряет силу при переходе от вакуума к среде с показателем преломления $n > 1$. И доказали это утверждение тоже методом классической электродинамики.

Однако слово "классический" не всегда является синонимом слова "простой". Так иногда бывает только в классической физике, да и там простое объяснение зачастую приходится заменять на более сложное (квантовомеханическое), но зато более правильное. Что касается классической электродинамики, то она позволяет получать целый ряд точных результатов без обращения к более универсальной теории — квантовой электродинамике. Но при всей ее классичности это не просто классическая физика, а классическая теоретическая физика, для понимания достижений которой надо довольно много знать, в частности из области математики.

Работа [116] относится именно к такой категории работ, потому что она требует от читателя помимо знания уравнений Максвелла еще и умения обращаться с интегралами Фурье, цилиндрическими функциями Бесселя и функциями Ханкеля. Поэтому для популярного ознакомления с элементами теории эффекта Вавилова–Черенкова мы выберем другой способ, не требующий никаких специальных знаний, кроме классического принципа Гюйгенса и законов сохранения энергии и импульса (правда, в релятивистской форме)²⁰.

Предположим, что заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно, может терять энергию и импульс на излучение. Тогда должно выполняться равенство

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{част}} = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{изл}}. \quad (28)$$

Легко видеть, что выполнение этого условия невозможно для вакуума, но возможно для среды с $n > 1$. Действительно, в соответствии со специальной теорией относительности энергия $E_{\text{част}}$ и импульс $p_{\text{част}}$ частицы с массой $m \neq 0$, свободно движущейся в вакууме со скоростью v , близкой к скорости света c , и кинетической энергией T связаны между собой следующими соотношениями:

$$E_{\text{част}} = mc^2\gamma = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2} = mc^2 + T, \quad (29)$$

$$p_{\text{част}} = mv\gamma = \frac{Ev}{c^2}, \quad (30)$$

¹⁹ С.И. Вавилов умер в 1951 г. и поэтому в соответствии со статусом Нобелевской премии не мог быть ею награжден.

²⁰ Этот способ был опробован одним из авторов данной статьи (К.Н.М.) на нескольких поколениях студентов [121] и оправдал себя.

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, c — скорость света в вакууме (3×10^{10} см c^{-1}). Поэтому

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{част}} = \frac{pc^2}{E} = \beta c = v. \quad (31)$$

Вместе с тем для электромагнитного излучения

$$E_{\text{изл}} = pc, \quad (32)$$

т.е.

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{изл}} = c. \quad (33)$$

И так как $v < c$, то

$$\left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{част}}^{\text{вак}} < \left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{изл}}^{\text{вак}}. \quad (34)$$

Таким образом, законы сохранения энергии и импульса запрещают заряженной частице, движущейся равномерно и прямолинейно в вакууме, отдавать свою энергию и импульс в форме электромагнитного излучения (электромагнитное излучение не может принять весь импульс, отдаваемый частицей).

Однако этот запрет снимается при движении частицы в среде с показателем преломления $n > 1$. В этом случае скорость света в среде

$$c' = \frac{c}{n} < c \quad (35)$$

и скорость частицы v может не только быть равной скорости света c' в среде, но и превосходить ее:

$$v \geq c' = \frac{c}{n}. \quad (36)$$

Очевидно, что при $v = c'$ условие (28) будет выполняться для электромагнитного излучения, испускаемого строго в направлении движения частицы ($\theta = 0$). В случае $v > c'$ условие (28) выполняется для такого направления θ , вдоль которого $v' = c'$, где $v' = v \cos \theta$ — проекция скорости частицы v на это направление. Приравняв v' и c' , получим $v \cos \theta = c/n$, т.е.

$$\cos \theta = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}. \quad (37)$$

Таким образом, в среде с $n > 1$ законы сохранения разрешают заряженной частице, движущейся равномерно и прямолинейно со скоростью $v \geq c' = c/n$, терять такие доли своей энергии dE и импульса dp , которые может унести электромагнитное излучение, распространяющееся в этой среде под углом

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}, \quad (38)$$

к направлению движения частицы.

Рассуждения, опирающиеся на законы сохранения, не позволяют делать заключений о механизме потерь на излучение. Ясно только, что он должен быть связан с какими-то процессами, происходящими в среде, поскольку обсуждаемые потери невозможны в вакууме.

Излучение Вавилова – Черенкова имеет общую природу с некоторыми другими процессами, наблюдающимися в различных средах при движении в них тел со скоростью, превышающей скорость распространения волн в этих средах. Хорошо известными примерами таких процессов являются V-образная волна, идущая за кораблем, и коническая волна, вызываемая сверхзвуковым самолетом или снарядом. Во всех этих случаях волновое поле сверхбыстро движущегося тела оказывается сильно возмущенным (по сравнению с полем медленно движущегося тела) и начинает тормозить его.

В рассматриваемом случае сверхбыстрого движения частицы в среде с показателем преломления $n > 1$ механизм свечения Вавилова – Черенкова заключается в когерентном излучении диполей, возникающих в результате поляризации атомов среды движущейся в ней заряженной частицей. Диполи образуются под действием электрического поля пролетающей частицы, которое смещает электроны окрестных атомов относительно их ядер. Возвращение диполей в нормальное состояние (после ухода частицы из данной области) сопровождается испусканием электромагнитного импульса.

Если частица движется сравнительно медленно, то возникающая поляризация будет распределена симметрично относительно местонахождения частицы (рис. 8а), так как электрическое поле частицы *услеивает* поляризовать все атомы в ее окрестности, в том числе и находящиеся впереди на пути ее движения. В этом случае результирующее поле всех диполей вдали от частицы будет равно нулю и их излучения погасят друг друга. Если частица движется в среде со скоростью, превышающей скорость распространения электромагнитного поля ($v > c' = c/n$), то должен наблюдаться своеобразный эффект запаздывающей поляризации среды, в результате которого образующиеся диполи будут ориентированы преимущественно в сторону движения частицы (рис. 8б). В этом случае, очевидно, что, во-первых, частица будет тормозиться возмущенным полем диполей (сравните с приведенными выше примерами V-образной водяной и конической звуковой волн), а во-вторых, должно существовать такое направление, вдоль которого может возникнуть когерентное излучение диполей, так как волны, испущенные диполями в разных местах пути частицы, могут оказаться в одинаковой фазе. И поскольку источником излучаемой энергии является заряженная частица, направление излучения можно найти с помощью принципа Гюйгенса, примененного по отношению к частице как источнику парциальных волн, испускаемых ею в каждой точке своего пути.

Количественное рассуждение, с помощью которого Тамм и Франк нашли это направление, уместилось в одном абзаце из 12 строк их статьи [116]. Для популярного изложения уже потребовалось и еще потребуется значительно больше. Но тут уж ничего не поделаешь — такова цена популяризации. Итак, пусть частица движется слева из точки $x = 0$ направо со скоростью $v > c' = c/n$ (рис. 8в). Предположим, что в момент t частица находится в точке $x = vt$. В соответствии с принципом Гюйгенса для получения фронта излучаемой волны надо построить огибающую поверхность к шаровым волнам, испущенным частицей на пути от точки $x = 0$ до точки x . Радиус волны в точке $x = 0$ в момент t равен $R_0 = c't$. Радиус волны в точке x в момент t равен

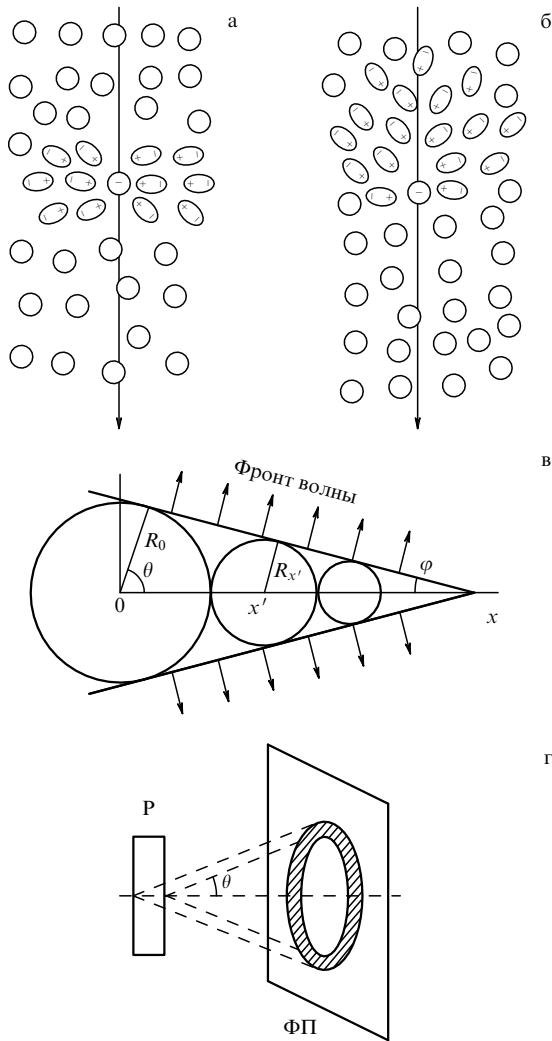


Рис. 8. Природа и особенности излучения Вавилова–Черенкова: (а, б) возбуждение атомов среды при движении в ней медленной (а) и быстрой (б) заряженной частицы; (в) определение направления излучения с помощью принципа Гюйгенса: $0x$ — направление движения частицы, R_0 и $R_{x'}$ — радиусы шаровых волн, испущенных в точках $x = 0$ и $x = x'$ соответственно, φ — половина угла раствора конуса огибающей поверхности шаровых волн, θ — угол, определяющий направление излучения; (г) схема фоторегистрации свечения: Р — радиатор, θ — угол между направлением движения частицы и огибающей конуса свечения, ФП — фотопленка.

$R_x = c'(t - x/v) = 0$. Радиус волны в любой промежуточной точке x' в момент t равен $R_{x'} = c'(t - x'/v)$, т.е. линейно убывает с ростом x . Очевидно, что огибающая поверхность является конусом с углом раствора 2φ , где

$$\sin \varphi = \frac{R_0}{x} = \frac{c't}{vt} = \frac{c'}{v} = \frac{c}{vn} = \frac{1}{\beta n}, \quad (39)$$

а нормаль к огибающей, которая согласно принципу Гюйгенса определяет направление излучения, расположена под углом $\theta = \pi/2 - \varphi$ по отношению к оси x :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}. \quad (40)$$

Как видим, применяя метод, предложенный Таммом и Франком, мы имеем тот же самый результат (38), который раньше был получен только из рассмотрения

законов сохранения энергии и импульса. Но, пожалуй, это все, что могут дать законы сохранения, и для дальнейшего знакомства с теорией эффекта Вавилова–Черенкова нам придется привести (без вывода) результаты работы [116].

В соответствии с теорией Тамма–Франка, число фотонов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, испускаемых частицей с зарядом z , движущейся со скоростью β в среде с показателем преломления n ,

$$N(\nu) d\nu = 4\pi^2 \frac{(ze)^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu. \quad (41)$$

Из этой формулы следует, что: 1) спектр одинаков для частиц с равными z , например для протонов, электронов, мюонов и π -мезонов. При изменении z число испускаемых фотонов растет пропорционально z^2 ; 2) $N(\nu)$ увеличивается с ростом β от нуля при $\beta = 1/n$ до $4\pi^2 (e^2 z^2 / hc^2) (1 - 1/n^2)$ при $\beta = 1$; 3) $N(\nu)$ не зависит от ν . Спектр является равномерным по частотам, и так как $E = h\nu$, то это означает, что основная энергия излучения сконцентрирована в наиболее коротковолновой части спектра:

$$dE_{и.ч} \sim \nu d\nu. \quad (42)$$

Этим объясняется синевато-фиолетовый цвет излучения Вавилова–Черенкова.

Как мы уже говорили, квантовомеханическое рассмотрение эффекта Вавилова–Черенкова, проведенное В.Л. Гинзбургом [117], привело к аналогичным результатам с небольшой поправкой. Подробнее о теории эффекта Вавилова–Черенкова можно прочитать в обзорах Б.М. Болотовского [122] и В.Л. Гинзбурга [123].

3.3. Практическое применение

Из рисунка 8в и формулы (40), следует, что излучение Вавилова–Черенкова распространяется вдоль образующих конуса, ось которого совпадает с направлением движения частицы, а угол раствора равен 2θ . Это свечение можно зарегистрировать с помощью цветной фотопленки ФП, расположенной перпендикулярно направлению движения частицы (рис. 8г). Излучение, выходящее из радиатора Р при пересечении с фотопленкой дает на ней синее кольцо.

Резкая направленность излучения Вавилова–Черенкова позволяет по углу θ определять скорость частицы β . Из (40) следует, что диапазон изменения β , при котором возможно излучение, равен

$$\frac{1}{n} \leq \beta \leq 1. \quad (43)$$

При $\beta = 1/n$ свечение наблюдается под углом $\theta = 0^\circ$, при $\beta = 1$ — под максимальным углом

$$\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n}. \quad (44)$$

Так, например, для воды ($n = 1,33$) $\beta_{\min} = 1/1,33 = 0,75$ и в соответствии с формулой (29) это условие для электронов выполняется уже при кинетической энергии

$$T = mc^2(\gamma - 1) = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \simeq 0,26 \text{ МэВ}. \quad (45)$$

Таким образом, в воде эффект Вавилова–Черенкова должен наблюдаться от сравнительно малоэнергетичных электронов (например, от электронов β -распада или комптоновских электронов). Максимальный угол, под которым может наблюдаться свечение в воде, находится из условия

$$\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{1,33} = 41,5^\circ. \quad (46)$$

Естественно, что для частиц с $m > m_e$ условие (43) выполняется при значительно больших энергиях. Так, например, пороговые энергии, при которых в воде появляется свечение движущихся в ней π -мезонов и протонов, должны быть согласно формуле (45) в m_π/m_e и m_p/m_e раз больше, чем у электрона, т.е. равны

$$T_\pi \simeq 70 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad T_p \simeq 477 \text{ МэВ} \quad (47)$$

соответственно, поскольку $m_\pi \simeq 273 m_e$, а $m_p \simeq 1836 m_e$.

Кроме жидкостей, исследованных Черенковым, излучение Вавилова–Черенкова наблюдается в любых других прозрачных для видимого света материалах. При этом, поскольку свечение имеет сине-фиолетовый цвет, желательнее, чтобы их прозрачность сохранялась вплоть до ультрафиолетовой области.

Эффект Вавилова–Черенкова находит очень широкое применение при конструировании приборов для определения скорости быстро движущихся заряженных частиц — так называемых черенковских счетчиков. Выбор материала для изготовления черенковского счетчика помимо упомянутой выше прозрачности до возможно более высоких частот светового излучения определяется диапазоном β , в котором надо проводить измерения. Очень удобным материалом являются прозрачные пластмассы. Изготавливаются черенковские счетчики с жидкостным и газовым наполнением.

В зависимости от назначения черенковские счетчики можно разделить на пороговые (регистрирующие частицы с $\beta > 1/n$) и дифференциальные (позволяющие выделять частицы с данной скоростью β). Схема простейшего порогового черенковского счетчика изображена на рис. 9а. Заряженная частица движется в направлении оси радиатора Р. Если скорость частицы $\beta \geq 1/n$, где n — показатель преломления материала радиатора, то под углом $\theta = \arccos(1/\beta n)$ будет испускаться излучение Вавилова–Черенкова, которое после полного внутреннего отражения (характеризуемого углом $\varphi = \pi/2 - \theta$) от стенок цилиндрического радиатора попадает в его конусную часть и после отражения от ее поверхности и плоского зеркала З собирается линзой Л в фотоумножитель Ф. (Плоское зеркало устанавливается для того, чтобы вывести фотоумножитель из пучка частиц.)

С помощью порогового счетчика можно выделять из пучка частицы данного сорта. Если, например, в составе пучка имеются протоны и π -мезоны с одинаковым импульсом $p_p = p_\pi$ (выделенные магнитной системой пучка), то из-за различия в массе их скорости будут также различны: $\beta_\pi > \beta_p$. И если показатель преломления радиатора удовлетворяет условию $\beta_\pi > 1/n > \beta_p$, то фотоумножитель зарегистрирует световой импульс только при прохождении π -мезона. Протоны будут проходить через счетчик, не вызывая в нем свечения.

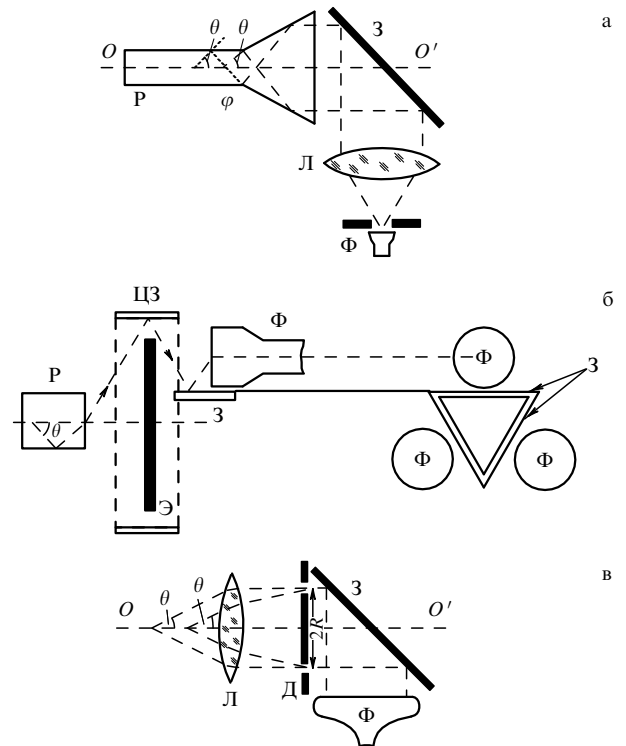


Рис. 9. Схемы черенковских счетчиков: (а) простейший пороговый счетчик: OO' — направление движения частицы, Р — радиатор, θ — угол, характеризующий направление излучения, φ — угол полного внутреннего отражения, З — зеркало, Л — линза, Ф — фотоумножитель; (б) дифференциальный счетчик (в двух проекциях): Р — радиатор, θ — угол, определяющий направление излучения, ЦЗ — цилиндрическое зеркало, Э — экран, Ф — фотоумножители, З — плоские зеркала; (в) газовый черенковский счетчик: OO' — направление движения частицы, θ — угол, определяющий направление излучения, Л — линза, Д — кольцевая диафрагма с радиусом шели $R(\theta)$, З — зеркало, Ф — фотоумножитель.

Одна из возможных конструкций дифференциального счетчика показана на рис. 9б (в двух проекциях). Из рисунка видно, что такое устройство может регистрировать излучение Вавилова–Черенкова только от частиц с определенной скоростью $\beta \pm \Delta\beta$, которой соответствует угол $\theta \pm \Delta\theta$. Излучение, вызванное частицами с другой скоростью, не попадает в фотоумножители.

Для измерения скоростей ультрарелятивистских частиц ($\beta \approx 1$) используются газовые черенковские счетчики, показатель преломления которых лишь немного превышает единицу (его можно изменять, регулируя давление газа в счетчике). Схема устройства газового дифференциального счетчика показана на рис. 9в. Заряженные частицы движутся со скоростью β в газовой среде вдоль оси OO' и в любой точке своей траектории испускают излучение Вавилова–Черенкова под одним и тем же углом $\theta(\beta)$ к оси. Из геометрической оптики известно, что такие лучи должны собираться линзой Л в фокальной плоскости в виде кольца, радиус которого R определяется углом θ (и фокусным расстоянием линзы). Если в фокальной плоскости линзы поместить кольцевую диафрагму Д с кольцевой щелью радиусом $R(\theta)$, то через нее будет проходить излучение только от частиц со скоростью $\beta \pm \Delta\beta$. Лучи этого света после отражения в зеркале З будут зарегистрированы фотоумножителем Ф. Частицы с другой скоростью β' вызовут свечение под

другим углом θ' к оси OO' , которое, пройдя линзу, соберется в кольцо другого радиуса $R(\theta')$ и, следовательно, не пройдет через диафрагму. Отличительной чертой газовых черенковских счетчиков являются их довольно большие размеры (~ 10 м).

Пороговые и дифференциальные счетчики разных конструкций широко использовались в установках, на которых были открыты многие элементарные частицы (антипротон, антинейтрон, τ -лептон, J/ψ -частица, b -кварк и др.) и не менее широко применяются в современных исследованиях по физике элементарных частиц (подробнее см. обзор [124] и книгу [125] Дж. Джелли, двухтомник В.П. Зрелова [126], а также нашу предыдущую статью [3]).

3.4. Переходное излучение Гинзбурга – Франка

Выше был рассмотрен эффект Вавилова – Черенкова, который, как казалось на первый взгляд, противоречит классической электродинамике, поскольку согласно этому эффекту заряженная частица, движущаяся равномерно и прямолинейно, да к тому же со скоростью больше скорости света (в среде с $n > 1$), излучает свет. Но, в конце концов, мы показали, что это "дважды экзотическое" явление не противоречит законам сохранения энергии и импульса, и даже получили с их помощью одну из главных особенностей этого излучения — острую направленность. До сих пор все было достаточно строго. Сейчас, когда мы приступаем к рассказу о переходном излучении, которое считается "родственным" эффекту Вавилова – Черенкова, нам, чтобы найти источник родственной связи, придется принести строгость в жертву популярности и провести не очень научное и несколько надуманное рассуждение. Но тут уж ничего не попишешь: *"чтобы добраться до истока, надо плыть против течения"*.

Напомним, что излучение Вавилова – Черенкова наблюдается при условии $v > c/n$, где все три величины постоянны. Однако только одна из них — скорость света в вакууме c является мировой константой, а остальные две характеризуют свойства среды (n) и характер движения частицы (v), т.е., вообще говоря, могут изменяться. Давайте посмотрим, сохранит ли заряженная частица (для простоты будем говорить об электроны) свойство испускать излучение при своем движении в той или иной среде, с той или иной скоростью и, если да, каким оно будет при разных значениях n и v .

Начнем с того, что заставим электроны двигаться под действием магнитного поля по круговой орбите в вакуумированной камере ускорителя, т.е. оставим его скорость постоянной по величине, но сделаем ее переменной по направлению ($dv/dt \neq 0$), а показатель преломления среды (вакуум) положим равным единице ($n = 1$). Опыт показывает, что такие электроны быстро теряют энергию, которую приходится непрерывно пополнять, чтобы сохранить их круговое движение. Спрашивается, куда она девается, если электроны двигаются внутри вакуумной камеры вдали от ее стенок, т.е. ни с чем не сталкиваются. Очевидно, что ответ на этот вопрос может быть только один — на излучение, которое, кстати говоря, так же как излучение Вавилова – Черенкова, можно увидеть, если энергия электронов порядка 100 МэВ, а магнитное поле $H = 1$ Тл. (При более высокой энергии электронов излучение становится жестким рентгеновским, но в обоих случаях оно реали-

зуется в виде тонких пучков, направленных по касательной к пучку электронов.) Описанное излучение называется синхротронным. Теоретически оно было предсказано как магнитно-тормозное еще в 1912 г., но мощные синхротроны начали строить и использовать для практических целей сравнительно недавно. Первый российский синхротрон был построен под руководством В.И. Векслера, который только по досадному стечению обстоятельств (излишняя засекреченность открытия) не получил Нобелевской премии.

Синхротронное излучение и до сих пор иногда называют магнитно-тормозным, имея в виду, что оно является частным случаем тормозного излучения, испускаемого заряженной частицей при быстром торможении в электрических полях атомных ядер и атомных электронов достаточно плотной среды. Простейший общеизвестный пример тормозного излучения — непрерывный рентгеновский спектр, возникающий при торможении сравнительно медленных электронов на антикатоде рентгеновской трубки. Интенсивность этого излучения имеет максимум в направлении, перпендикулярном направлению движения электронов, а спектр обратно пропорционален излучаемой частоте: $N(v) dv \sim dv/v$ и, следовательно, потери энергии на тормозное излучение не зависят от v :

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{т.и.}} \sim N(v)hv \sim dv. \quad (48)$$

Электрон теряет одинаковую энергию на тормозное излучение в любой части тормозного спектра (т.е. испустив либо один жесткий квант hv , либо несколько мягких с той же суммарной энергией). Тормозное излучение релятивистских ($T > 1$ МэВ) электронов, получаемое на мишенях электронных ускорителей, направлено вперед в виде узкого пучка со средним углом $\theta \approx mc^2/T$. В средах с большим Z потери энергии электронов на тормозное излучение становятся основным механизмом потерь (по сравнению с потерями на ионизацию), уже начиная с энергии $T \simeq 10$ МэВ.

Итак, подведем предварительный итог нашего рассуждения.

1. Излучение Вавилова – Черенкова характеризуется условием $v > c/n$, где все три величины постоянны.

2. Синхротронное и тормозное излучения возникают, когда v переменная либо по направлению, либо по величине, а n постоянен (хотя и различен в разных случаях). Таким образом, у нас остается еще одна возможность, которую сформулируем в виде вопроса:

3. А не появится ли еще один вид излучения, вызываемого движущимся электроном, если его скорость будет постоянной (в смысле $v = \text{const}$), а показатель преломления среды переменным? Оказывается, появится. Это и есть переходное излучение, предсказанное В.Л. Гинзбургом и И.М. Франком в 1945 г. в работах [127, 128] и более подробно рассмотренное в книге В.Л. Гинзбурга и В.Н. Цытовича [129]. Показатель преломления среды n может изменяться либо в пространстве при переходе частицы из одной части оптически неоднородной среды в другую, либо во времени при резком изменении показателя преломления однородной среды (например, за счет изменения давления). При этом допустимы скорости частиц как высокие ($v > c/n$), так и сравнительно низкие ($v < c/n$), т.е. переходное излучение

может возникать как вместе с излучением Вавилова–Черенкова, так и без него. Заметим еще, что то и другое излучение родственны не только тем, что оба вызваны заряженной частицей, движущейся в среде равномерно и прямолинейно, но и близостью механизмов излучения. В обоих случаях источниками излучения являются атомы среды, возбужденные проходящей частицей, а сами излучения в обоих случаях когерентны. Дальнейшие подробности о сущности переходного излучения и его применении мы перескажем, воспользовавшись статьями Б.М. Болотовского [130], Г.И. Мерзона [131], В.Л. Гинзбурга [123, 132].

Итак, переходное излучение возникает при равномерном и прямолинейном движении заряженных частиц в неоднородной среде, в частности, при пересечении ими границы двух сред с разными показателями преломления. Причиной переходного излучения является изменение электромагнитного поля, сопровождающего движущуюся частицу, при ее переходе из одной среды в другую.

Из расчетов В.Л. Гинзбурга и И.М. Франка следует, что переходное излучение должно возникать по обе стороны от границы раздела, причем назад излучаются электромагнитные волны видимого диапазона независимо от скорости частицы, а вперед — широкий спектр с максимальной частотой

$$\omega_{\max} = \omega_0 \frac{T}{m_0 c^2}, \quad (49)$$

где $\omega_0 = 4\pi n e^2 / m_e$, n — число электронов в единице объема среды, m_e — масса электрона, e — его заряд, m_0 — масса излучающей частицы, T — ее кинетическая энергия. Переходное излучение вперед испускается под углом θ по отношению к направлению движения частицы, который определяется выражением

$$\theta \sim \frac{1}{\gamma}, \quad (50)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — лоренц-фактор (или γ -фактор), а $\beta = v/c$ — скорость частицы, выраженная в долях от скорости света в вакууме c . При $\gamma \gg 1$ этот угол очень мал. Потери энергии на переходное излучение растут пропорционально γ -фактору (т.е. энергии), но число испускаемых фотонов практически не меняется (примерно один фотон на сотню частиц, пересекающих границу раздела). Это связано с тем, что с ростом γ -фактора испускаются более жесткие фотоны.

Первое экспериментальное наблюдение переходного излучения назад относится к 1958 г., когда было обнаружено яркое белое светящееся пятно (отличное от вызываемого тормозным излучением) на металлической поверхности, облучаемой пучком частиц в вакууме. В настоящее время, благодаря использованию точных методов измерения параметров переходного излучения в оптическом диапазоне, по результатам этих измерений можно определять оптические свойства облучаемых поверхностей.

Поскольку жесткость излучаемых фотонов возрастает с ростом γ -фактора излучающей частицы, то по энергии фотонов можно судить об энергии частицы (если известны ее масса и заряд). При больших γ -факторах основная часть излучения сосредоточена в рентгеновском диапазоне частот. Так, например, электроны с

энергией 10 ГэВ ($\gamma \approx 10^4$) при пересечении границы плотной среды и газа излучают вперед фотон с энергией 10 кэВ.

В связи с упомянутой выше малой интенсивностью переходного излучения при пересечении частицами одной границы раздела ($N_{\text{фот}}/N_{\text{част}} \approx 0,01$) для практического использования переходного излучения применяются слоистые среды — пачки из большого количества (несколько сотен) тонких (5–100 мкм) прозрачных для рентгеновских квантов пластинок (пленок, фольг) с зазорами 0,1–2 мм между ними. Совместное излучение всех слоев пачки регистрируется детектором рентгеновского излучения. Таким образом, детектор переходного излучения состоит из радиатора (пачки излучающих пластин) и собственно детектора — регистратора рентгеновских квантов (например, многопроволочной дрейфовой камеры), способного определять их энергию. Часто используются детекторы секционного типа, состоящие из нескольких секций, каждая из которых содержит свой радиатор и свой регистратор (рис. 10).

Детектор переходного излучения не только позволяет определять энергию частиц известного вида (например, электронов), но и различать частицы с одинаковой энергией (например, электроны и пионы), поскольку из-за разной массы ($m_\pi \approx 273m_e$) они имеют различные γ -факторы. При этом такая возможность существует в области энергий 10^2 – 10^3 ГэВ, недоступной никакому другому методу идентификации частиц. Кроме работ по физике элементарных частиц, ведущихся на больших ускорителях, детекторы переходного излучения используются при исследовании космических лучей.

В заключение этого раздела заметим, что переходное излучение — это общеволновое явление, которое имеет место не только в электродинамике, но и в акустике, гидродинамике (включая гидродинамику сверхтекучих жидкостей), если соответствующая среда неоднородна, а излучающий объект (подобно заряду в электродина-

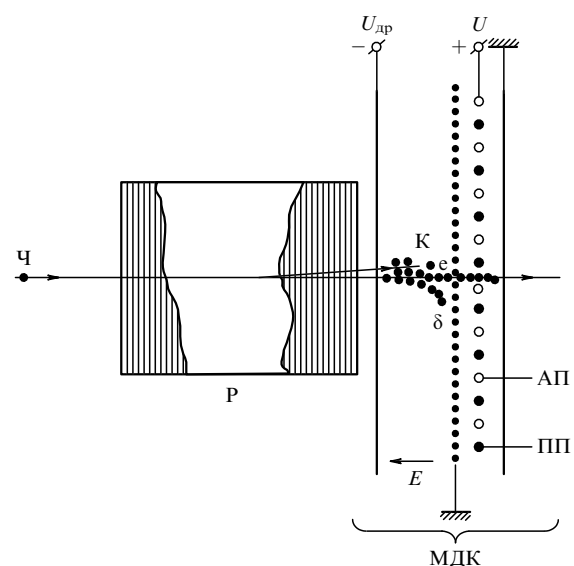


Рис. 10. Схема детектора переходного излучения: Ч — частица, Р — радиатор, МДК — многопроволочная дрейфовая камера, АП — анодные проволочки, ПП — проволочки, формирующие поле, $U_{др}$ — дрейфовый потенциал, U — высокое напряжение, e — электроны ионизации, δ — дельта-электроны, К — кластер, образованный рентгеновским излучением радиатора.

мике) не обладает собственной частотой и движется с постоянной скоростью. С обзором работ о переходном излучении акустических волн в гидродинамических средах можно познакомиться в статье В.И. Павлова и А.И. Сухорукова [133].

На этом мы закончим рассмотрение *спонтанного* излучения заряженных частиц (в основном, электронов), но еще раз вернемся к этому вопросу в разделе 4.5 при рассмотрении вынужденного излучения электронов, в том числе вынужденного комптоновского, черенковского и ондуляторного (т.е. магнитно-тормозного) излучения, и основанных на них проектов, из которых, по крайней мере, один (лазер на свободных электронах) уже реализован.

4. Квантовая электроника

4.1. История основных идей и открытий.

Мазеры и лазеры. Работы Таунса, Басова, Прохорова

Прежде чем рассказать об устройстве и применении столь популярных в настоящее время лазеров, напомним историю основных открытий в квантовой электронике, которые привели к созданию квантовых генераторов сначала в радиодиапазоне (мазеры), а затем и в оптическом (лазеры)²¹. Основные идеи квантовой электроники: необходимость инверсной населенности энергетических состояний активной среды и размещения ее в резонаторе были высказаны в начале 50-х годов Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым (СССР) и Ч. Таунсом (США)²². Весной 1954 года Ч. Таунс, Дж. Гордон и Х. Цайгер (США) построили первый действующий молекулярный генератор, работающий на молекулах аммиака NH_3 [136]. Инверсная населенность в этом случае создавалась за счет обогащения равновесного пучка возбужденными молекулами, а положительная обратная связь — с помощью объемного резонатора. Осенью 1954 г. идею создания аналогичного устройства высказали Н.Г. Басов и А.М. Прохоров [137].

В 1955 г. Н.Г. Басов и А.М. Прохоров для получения инверсной населенности предложили метод трех уровней с внешней накачкой [138]. В 1958 г. А.М. Прохоров для получения положительной обратной связи предложил использовать открытый резонатор из двух параллельных металлических дисков [139]. В отличие от объемного резонатора, размеры которого сравнимы с длиной волны и который, следовательно, нельзя изготовить для оптического диапазона, длина открытого резонатора должна быть равна целому числу полуволн, т.е. он может иметь вполне приемлемые размеры при конструировании лазеров. Аналогичный двухзеркальный резонатор в это же время предложили А. Шавлов и Ч. Таунс [140]. В 1959 г. Н.Г. Басов, Б.М. Вул и Ю.М. Попов высказали идею для создания лазеров использовать

полупроводники [141]. Наконец, в 1960 г. Т. Мейманом (США) был создан первый твердотельный лазер на монокристалле рубина, в котором были реализованы все перечисленные выше основные идеи квантовой электроники [142]. В 1961–1964 гг. были разработаны другие твердотельные, а также жидкостные, газовые и полупроводниковые лазеры [143–145]. В 70-е годы начал работать первый лазер на свободных электронах, а в 80-е — рентгеновский лазер с высокотемпературной плазмой в качестве активной среды.

За фундаментальные исследования в области квантовой радиофизики, приведшие к созданию генераторов и усилителей нового типа — мазеров и лазеров, Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и Ч.Х. Таунс были удостоены в 1964 г. Нобелевской премии по физике [146–148].

План последующего изложения материала настоящего раздела таков: сначала мы популярно расскажем о принципе работы квантового генератора, наглядно раскрывая физическое содержание перечисленных выше основных понятий квантовой электроники. Затем рассмотрим устройство первого молекулярного генератора Таунса–Басова–Прохорова, а также другие виды мазеров-генераторов и мазеров-усилителей и области их применения. И, наконец, в разделе 4.6 обсудим конструкции и области применения различных типов лазеров: твердотельных (начиная от первого лазера Меймана), жидкостных, газовых, рентгеновских и лазера на свободных электронах (полупроводниковые лазеры в связи со спецификой их работы рассматриваются в разделе 5).

4.2. Принцип работы квантового генератора

Принцип работы квантового генератора мы для определенности рассуждений рассмотрим на примере лазера, хотя основные положения сохраняются и для мазера (раздел 4.3). В наиболее общей формулировке принцип работы лазера заключается в вынужденном испускании направленного когерентного светового излучения активной средой, переведенной за счет внешнего источника энергии в инвертированное состояние и обладающей положительной обратной связью на резонансной частоте. Эта формулировка действительно достаточно общая, так как она годится для лазера любой конструкции, но элементарного представления о работе лазера она, конечно, не дает. Поэтому ниже мы попытаемся раскрыть ее основные положения более популярно.

Начнем с активной среды, которой может быть твердое тело, жидкость, газ или плазма с неравновесным распределением активных рабочих частиц (атомов, молекул, ионов) по энергетическим состояниям. Предположим, что активные частицы имеют по крайней мере по три энергетических уровня с энергиями $E_1 < E_2 < E_3$. Из них E_1 соответствует основному, E_2 — метастабильному достаточно долгоживущему состоянию (узкому лазерному уровню), а E_3 — широкому уровню или даже целой энергетической полосе, которая может заселяться источником энергии немонахроматического характера и спонтанные переходы с которого на уровень E_2 происходят достаточно быстро.

В обычных (равновесных) условиях заселенность²³ уровней $N(E)$, т.е. число частиц, находящихся в состоя-

²¹ Мазер (maser) — аббревиатура от английских слов: Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation; лазер (laser) — аббревиатура слов: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

²² Еще раньше (1939–1940 гг.) на возможность усиления при наличии инверсной заселенности указал в своей докторской диссертации В.А. Фабрикант, который предложил конкретный способ получения инверсной населенности (разряд в смеси газов с использованием резонанса при ударе второго рода) [134]. Подробнее о ранней истории происхождения лазера можно прочесть в книге Ч. Таунса [135].

²³ Термин "заселенность" употребляется столь же часто, как и "населенность". Они эквивалентны.

нии с энергией E , определяется распределением Больцмана, которое для рассматриваемого случая выглядит так:

$$N(E) \sim \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (51)$$

где E — энергия, эВ, $k = 0,863 \times 10^{-4}$ эВ град $^{-1}$ — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Из (51) следует

$$\frac{N_1(E)}{N_2(E)} = \exp\frac{E_2 - E_1}{kT}, \quad (52)$$

т.е. при $E_2 > E_1$ населенность соответствующих уровней отвечает условию $N_2 < N_1$. Поэтому, хотя согласно Эйнштейну (1917 г.) вероятности элементарных актов поглощения (переход $E_1 \rightarrow E_2$) и излучения (переход $E_2 \rightarrow E_1$) равны между собой, суммарное поглощение среды, находящейся в обычном равновесном состоянии, больше суммарного излучения, т.е. инвертированная среда излучать не может.

Чтобы рабочая среда могла излучать фотоны с энергией $\hbar\omega = E_2 - E_1$, соответствующей лазерному переходу $E_2 \rightarrow E_1$, уровни ее рабочих частиц должны иметь инверсную населенность

$$N_3(E_3) > N_2(E_2) > N_1(E_1). \quad (53)$$

Очевидно, что в этом случае соотношение (52) может удовлетворяться только при $T < 0$, поэтому про инвертированную среду иногда говорят (не очень корректно), что она имеет отрицательную температуру! Инверсная населенность уровней активной среды создается с помощью системы накачки. Эта система представляет собой внешний источник энергии (специальная лампа, разрядник, дополнительный лазер, ядерная или химическая реакция и т.п.), который переводит значительную часть рабочих частиц с уровня E_1 на уровень E_3 , откуда они спонтанно переходят на уровень E_2 , увеличивая, в свою очередь, его населенность. Так подготовленная (ставшая активной) среда уже может излучать фотоны, но пока еще не лазерные, а люминесцентные (некогерентные и летящие во все стороны). Кроме того, в этой среде может наблюдаться также более яркая и частично когерентная свертлюминесценция, возникающая из обычной люминесценции в результате квантового усиления последней за счет вынужденного излучения, инициированного фотонами люминесценции при распространении их в активной среде. Эти фотоны будут вызывать на своем пути резонансное излучение идентичных (по направлению, частоте, фазе и поляризации) фотонов (П.А.М. Дирак, 1927 г. [4]), испускаемых инвертированными элементарными излучателями активной среды. Величина такого оптического квантового усиления внутреннего излучения экспоненциально растет с увеличением расстояния x , пройденного фотонами:

$$I = I_0 \exp(\alpha x), \quad (54)$$

где $\alpha \sim (N_2 - N_1)$.

Из приведенного рассуждения становится ясным последний шаг, который надо сделать, чтобы преобразовать свертлюминесценцию в когерентное направлен-

ное лазерное излучение — надо максимально удлинить путь фотонов в каком-либо выделенном направлении внутри активной среды, придав ему резонансный характер. Это достигается размещением среды в оптическом резонаторе, которым может служить, например, пара строго параллельных зеркал (помните металлические диски А.М. Прохорова?). Фотоны, летящие перпендикулярно к поверхности зеркал и многократно отражающиеся от них, пройдут в активной среде очень большой путь, создавая на его протяжении все новые и новые идентичные фотоны (положительная обратная связь). При этом эффект квантового оптического усиления будет особенно сильный для такого расстояния между зеркалами L , на котором укладывается целое число полуволин с длиной волны λ , соответствующей лазерному переходу $E_2 \rightarrow E_1$. Очевидно, что для рассматриваемого случая этому условию удовлетворяет соотношение

$$L = n \frac{\lambda}{2} = \frac{n}{2} \frac{hc}{E_2 - E_1}, \quad (55)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света. И, наконец, последнее — необходимо обеспечить выход возникшего лазерного излучения из активной среды, для чего одно из зеркал делается частично прозрачным.

В настоящее время разработано и успешно эксплуатируется великое множество самых разнообразных квантовых генераторов и усилителей (мазеров и лазеров), отличающихся друг от друга конструкцией, типом активной среды, мощностью, спектральным диапазоном и характером (непрерывным или импульсным) излучения, методом получения инверсной населенности, способом накачки, устройством резонатора и т.п. О некоторых из них мы расскажем ниже.

4.3. Мазеры-генераторы и мазеры-усилители.

Типы и применение

4.3.1. Первый молекулярный генератор СВЧ-диапазона. Основные параметры молекулярных и атомных СВЧ-генераторов. Применение. Первый действующий квантовый генератор, работающий в СВЧ-диапазоне ($\lambda = 1,24$ см) был создан, как мы уже говорили, весной 1954 г. Ч. Таунсом, Дж. Гордоном и Х. Цайгером [136]. Несколько позднее (осенью 1954 г.) идею устройства аналогичной установки высказали Н.Г. Басов и А.М. Прохоров [137]. Принцип работы молекулярного генератора заключается в вынужденных переходах молекул аммиака NH_3 из возбужденного состояния в основное внутри замкнутого объемного резонатора. При этом, в отличие от более поздних разработок квантовых генераторов с принудительно создаваемой методом накачки инверсной населенностью уровней активной среды, в первом квантовом генераторе использовался молекулярный пучок, находящийся в равновесном состоянии, характеризуемым соотношением (51). Напомним, что в соответствии с (51) с ростом энергии возбуждения молекул их число уменьшается, т.е. такой пучок излучать не может. И поскольку метод трех уровней с внешней накачкой в это время еще не был известен, задача инвертирования заселенности уровней была решена очень остроумным, так сказать, противоположным методом "откачки", т.е. отсоса из равновесного пучка менее возбужденных молекул, что обогащало

пучок более возбужденными молекулами, и тем самым делая его способным к излучению [149]. Расскажем об этом подробнее.

Двухатомная молекула аммиака NH_3 по устройству представляет собой пирамиду, в основании которой расположены три атома водорода Н, а в вершине — один атом азота N. При этом она может существовать в двух инверсионных (зеркальных) состояниях (N "над" тремя Н или N "под" ними). Этим состояниям соответствуют различные по знаку значения электрического дипольного момента (ЭДМ) и инверсионный дублет уровней E_1 (назовем его нижним) и E_2 (верхний), разность энергий которых $E_2 - E_1 = h\nu \simeq 10^{-4}$ эВ, т.е. находится в области СВЧ-радиодиапазона ($\lambda = 1,24$ см). Но, как мы уже говорили, в пучке аммиака, находящемся в равновесном состоянии, преобладают молекулы с большей населенностью нижнего уровня, и такой пучок излучать не может. Чтобы он мог излучать, из него надо убрать часть молекул, находящихся в нижнем энергетическом состоянии.

Это оказалось возможным сделать благодаря упомянутому выше различию ЭДМ у зеркальных молекул NH_3 . Как известно, частица с не равным нулю ЭДМ ориентируется в однородном электрическом поле (не сдвигаясь), а в неоднородном движется в ту или другую сторону в зависимости от знака ЭДМ.

В описываемой работе для сортировки молекул по значению ЭДМ (и, следовательно, по значениям энергии возбуждения E_1 и E_2) был применен квадрупольный конденсатор с неоднородным высоковольтным электрическим полем, перпендикулярным направлению молекулярного пучка, причем $\text{grad } E \sim \mathbf{r}$, где \mathbf{r} — радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси конденсатора (рис. 11). Из теории молекулярного генератора [149] следует, что в результате взаимодействия ЭДМ с неоднородным электрическим полем к периферии конденсатора будут отклоняться менее возбужденные (E_1) молекулы пучка, а более возбужденные (E_2) — к его оси, попадая затем в объемный резонатор, построенный таким образом, чтобы одна из его собственных частот была близка к частоте перехода $E_2 \rightarrow E_1$. Тогда тепловое электромагнитное поле резонатора на этой частоте будет вызывать индуцированное излучение резонансных фотонов с частотой ν , которые, накапливаясь в резонаторе, инициируют излучение новых молекул, поступающих в него, осуществляя тем самым положительную обратную связь.

В результате электромагнитное поле в резонаторе быстро растет, и все большая часть молекул, попадаю-

щих в него, переходит из верхнего энергетического состояния в нижнее. Очевидно, что этот рост прекратится, когда за время пролета пучка молекул через резонатор 50 % из них будут успевать излучать фотоны, т.е. когда населенности верхнего и нижнего энергетических уровней сравняются и вероятность поглощения делается равной вероятности испускания.

Мощность молекулярного генератора не высока ($\sim 10^{-8}$ Вт), но его излучение отличается достаточно хорошей стабильностью частоты колебаний ($\Delta\omega/\omega \simeq \simeq 10^{-11} - 10^{-7}$). Кроме молекул аммиака для изготовления квантовых генераторов использовались и другие молекулярные и атомные пучки, например пучок атомов водорода. Принцип работы водородного генератора аналогичен рассмотренному, но для обогащения пучка возбужденными атомами водорода применяется не электрическое, а неоднородное магнитное поле, воздействующее на магнитный дипольный момент атома водорода.

Мощность водородного генератора еще меньше, чем у аммиачного ($\sim 10^{-12} - 10^{-10}$ Вт), но стабильность его частоты достигает значения $\Delta\omega/\omega \simeq 10^{-13}$. В связи с высокой частотной стабильностью молекулярные и атомные генераторы радиодиапазона (мазеры) используются в качестве квантовых стандартов частоты, являющихся основой эталонов времени и длины.

4.3.2. Квантовые усилители СВЧ-диапазона. Кроме мазеров-генераторов в СВЧ-диапазоне широкое применение имеют мазеры-усилители, которые используются для повышения чувствительности радиоустройств, необходимых при проведении дальней космической радиосвязи с автоматическими станциями, направляемыми к планетам Солнечной системы, и при радиоастрономических исследованиях. О принципе устройства и работы квантовых усилителей для СВЧ-радиодиапазона мы расскажем, опираясь на обзор Л.С. Корниенко и В.Б. Штейншлейгера [150].

Работа квантовых СВЧ-усилителей (мазеров-усилителей) основана на использовании вынужденного излучения активных квантовых систем с инверсной населенностью энергетических уровней. Инверсия населенности достигается описанным выше методом накачки системы частиц, обладающей тремя уровнями. Активной средой служат диэлектрические кристаллы с небольшой ($\sim 0,01$ %) примесью парамагнитных ионов, обладающих подходящей системой из трех (или больше) уровней, энергии которых можно регулировать, прикладывая внешнее магнитное поле. В микроволновом диапазоне (т.е. для дециметровых, сантиметровых и миллиметровых длин волн) населенности уровней различаются незначительно и эффективность χ'' парамагнитного кристалла в режиме усиления можно приближенно характеризовать величиной

$$\chi'' \sim |J| \frac{Nf}{kT}, \quad (56)$$

где $J = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)_B$ — коэффициент инверсии, $N_1 - N_2$ — разность населенностей в активном кристалле, $(N_1 + N_2)_B$ — разность населенностей при больцмановском равновесии (51), N — общее число парамагнитных ионов в 1 см^3 , f — частота усиливаемой волны, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная темпера-

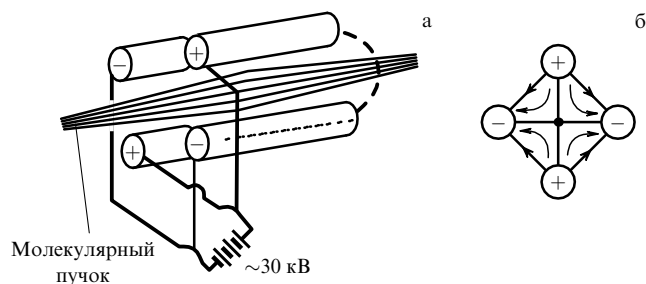


Рис. 11. Сортирующая система первого молекулярного генератора: (а) квадрупольный конденсатор; (б) конфигурация электрического поля (стрелки — силовые линии).

тура. Из формулы (56) следует, что для эффективной работы кристалл должен находиться при достаточно низкой температуре, которую обычно обеспечивают с помощью жидкого гелия. Коэффициент инверсии J (который желательно иметь достаточно большим) обычно равен нескольким единицам. Пропорциональность χ'' и N справедлива только до определенного предела, так что на самом деле величина χ'' достигает максимума при некотором оптимальном значении N (подробнее см. [150]).

В описанных в литературе квантовых усилителях в качестве активных примесей в кристаллах используются ионы, относящиеся к переходным группам железа и редких земель (в большинстве случаев ^{31}Cr и ^{31}Fe). Наиболее часто в качестве активного кристалла применяется рубин, представляющий собой одну из кристаллических модификаций оксида алюминия Al_2O_3 (называемой α -корундом), в которой небольшая часть ионов Al изоморфно²⁴ замещена ионами ^{31}Cr . Рубин очень удобен тем, что при различной напряженности и направлении внешнего магнитного поля его можно использовать практически во всем микроволновом диапазоне. Из других активных кристаллов назовем рутил (кристаллическая модификация оксида титана TiO_2) с примесью ионов Cr^{3+} или Fe^{3+} , достоинством которого является возможность получения большого значения коэффициента инверсии ($|J| > 10$).

Активный (т.е. с инвертированной населенностью уровней) кристалл в принципе уже может усиливать электромагнитный сигнал, если соответствующая ему длина волны

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1}, \quad (57)$$

где $(E_2 - E_1)$ — разность энергий рабочих уровней активной среды. Но для этого кристалл должен быть очень длинный (несколько метров), что нереально. Поэтому кроме кристалла в конструкцию квантового усилителя входят объемный резонатор или волновод (использование которых позволяет сократить размеры кристалла), а так же, как это очевидно из предыдущего, ряд вспомогательных устройств (для накачки, для получения внешнего магнитного поля, для охлаждения кристалла до гелиевых температур и др.).

В первых квантовых усилителях кристалл помещался в объемный резонатор, в котором усиливаемая электромагнитная волна, многократно отражаясь от его стенок, могла долго взаимодействовать с кристаллом, обеспечивая тем самым большое усиление при небольших размерах кристалла. Позднее стали использовать более совершенные квантовые усилители с несколькими связанными между собой резонаторами — активными (с кристаллами) или пассивными (пустыми).

В диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн основным типом квантового усилителя является так называемый квантовый усилитель бегущей волны, в

котором сигнал усиливается в волноводе, заполненном активным парамагнитным кристаллом. При этом важную роль для получения большого коэффициента усиления при малых размерах устройства играет замедление скорости бегущей волны до значения групповой скорости $v_{гр}$, которая в 50–200 раз меньше скорости света в вакууме.

Радиоприемные устройства, в которых используются квантовые усилители, имеют в 10^3 раз большую чувствительность и в $10^4 - 10^5$ раз более высокую частотную стабильность по сравнению с использовавшейся ранее радиоаппаратурой. Типичная мощность выходного сигнала квантового усилителя 10^{-6} Вт, что на несколько порядков выше мощности атомных и молекулярных генераторов. Поэтому в результате использования квантовых усилителей резко возросли возможности дальней космической связи, для осуществления которой квантовые усилители применяются совместно со специально приспособленными большими (диаметром несколько десятков метров) двухзеркальными малочумящими антеннами.

Квантовые усилители успешно работают на крупнейших радиотелескопах и в планетных радиолокаторах. Напомним, что уже в 1962 г. В.А. Котельниковым с сотрудниками была проведена радиолокация такой далекой планеты, как Юпитер [151]. Другими наиболее известными достижениями в этой области являются получение на Земле изображения обратной стороны Луны и поверхности Венеры, получение информации с автоматических межпланетных станций, летящих к далеким планетам Солнечной системы.

Использование квантовых усилителей в радиоастрономии позволило на несколько порядков увеличить объем участка Вселенной, в котором стали возможны наблюдения открытого в 50-х гг. космического излучения на волне 21 см, обусловленного квантовыми переходами в сверхтонкой структуре нейтрального атома водорода. Это излучение несет весьма полезную информацию о наличии водорода в разных все более удаленных областях Вселенной. Кроме того, в результате использования квантовых усилителей было открыто слабое реликтовое излучение на волне $\lambda \approx 3$ см и сделались возможными наблюдения очень слабых спектральных линий радиоизлучения возбужденного и ионизованного водорода (при $\lambda = 5-6$ см и даже $\lambda = 8$ мм), несущих информацию о звездах Галактики.

4.3.3. Экзотические мазеры. В заключение этого раздела расскажем о двух экзотиках в мире мазеров. Первая из них создана руками человека, вторая — творчество природы.

Одной из фундаментальных проблем современной астрофизики является изучение квазаров и ядер галактик, которые имеют чрезвычайно малые угловые размеры — меньше тысячной доли угловой секунды. Для исследования таких объектов необходимы радиointерферометры со сверхдлинной базой, поскольку угловое разрешение радиointерферометра (в радианах) приблизительно равно отношению длины волны к длине базы. Легко видеть, что для решения упомянутой задачи необходимы база 8–10 тыс км и использование коротковолновой части сантиметрового диапазона с применением квантовых усилителей бегущей волны. Такой экзотический радиointерферометр с базой СССР–

²⁴ Изоморфизмом называется способность атомов, ионов или молекул замещать друг друга в кристаллических структурах, в результате чего образуются твердые растворы замещения. Изоморфные смеси образуются только тогда, когда замещающие друг друга частицы близки по своим эффективным размерам и некоторым другим параметрам.

США длиной около 10000 км был создан совместными усилиями советских и американских физиков. Проведенные в 1971 г. с его помощью наблюдения на волне 3,5 см позволили исследовать сложную структуру ряда квазаров, галактик и других компактных источников, выявив в их составе области размером меньше 3×10^{-4} угловой секунды. Для исследования этих областей в 1976 г. были проведены аналогичные эксперименты с тремя телескопами, расположенными в СССР, США и Австралии, в которых регистрировалось излучение на волне 1,35 см и было достигнуто разрешение $\sim 10^{-4}$ угловой секунды.

Вторая экзотика из мира мазеров относится к природным явлениям. Это так называемый мазерный эффект в космосе, обнаруженный в 1965 г. Г. Уивером и др. [152] в радиоастрономической лаборатории Калифорнийского университета. Особенность эффекта заключалась в том, что, хотя наблюдаемые длины волн (~ 18 см) можно было отнести по происхождению к сверхтонкой структуре уровней молекулы гидроксида ОН, их относительная интенсивность абсолютно не согласовывалась с этим предположением. Настолько, что авторы открытия засомневались в правильности его объяснения и приписали часть обнаруженных линий не радикалам ОН, а некоему другому источнику, который из-за его загадочности назвали "мистериум" (физики любят подобные экзотические названия — вспомните "странные частицы", о которых мы писали в [3]). Однако вскоре первоначальное предположение о том, что источником излучения являются молекулы ОН подтвердилось, тем не менее загадочность наблюдаемого явления даже возросла: излучение имело не только необычайно высокую интенсивность, но и отличалось сильной поляризацией и переменностью во времени. Через несколько лет аналогичное явление было обнаружено группой Ч. Таунса (того самого, о котором мы писали в разделе 4.1) для линии 1,35 см, соответствующей вращательному переходу молекул H_2O [153]. А к 1990 г. таких источников необычного излучения было обнаружено уже несколько сотен.

Как мы уже сказали в начале описания этого явления, он обусловлен мазерным эффектом в космосе, т.е. усилением проходящего через космическую среду радиоизлучения за счет индуцированного испускания фотонов возбужденными атомами и молекулами среды. Необходимая для этого инверсная населенность уровней атомов и молекул обеспечивается постоянно действующей накачкой, которая согласно предложенным теоретическим моделям может быть радиационного или столкновительного характера. Механизмом накачки в случае наблюдающегося мазерного эффекта может быть мощное инфракрасное излучение рождающихся массивных звезд. Подробнее об этом весьма интересном явлении можно прочитать в обзорах В.С. Стрельницкого [154], В.В. Бардужи [155] и книге Н.Г. Бочкарева [156].

4.4. Лазеры (твердотельные, жидкостные, газовые и плазменные). Схемы уровней и режимы работы.

Применение

4.4.1. Первый рубиновый и другие твердотельные лазеры. Импульсный и непрерывный режимы работы. Трех- и четырехуровневые схемы. Первый в мире лазер был создан, как мы уже говорили, в 1960 г. американским физиком Т. Мейманом [142]. При его создании были использованы все основные идеи квантовой электро-

ники, высказанные к этому времени Н.Г. Басовым, А.М. Прохоровым и Ч. Таунсом, т.е. необходимость инверсной населенности уровней активной среды, метод трех уровней с внешней накачкой, применение открытых резонаторов для усиления эффекта вынужденного излучения и получение положительной обратной связи.

В качестве активного вещества в лазере Меймана был использован кристалл рубина (Al_2O_3), в кристаллической решетке которого около 0,05% атомов Al замещены ионами Cr^{3+} . Упрощенная схема уровней Cr^{3+} в кристалле рубина изображена на рис. 12а. Здесь E_1 — основной энергетический уровень, переход с которого на две широкие энергетические полосы E_3 и E'_3 осуществляется с помощью зеленого и синего (соответственно) света, испускаемого импульсной ксеноновой лампой-вспышкой (накачка). Длительность импульса накачки $\tau \approx 10^{-3}$ с. В состояниях E_3 и E'_3 атомы находятся недолго ($\tau \approx 10^{-7}$ с) и быстро переходят в менее возбужденное, но более долгоживущее ($\tau \approx 10^{-3}$ с) метастабильное состояние E_2 безызлучательным образом, т.е. отдавая избыточную энергию кристаллической решетке (нагревая ее). При достаточно мощной накачке количество частиц на метастабильном уровне может оказаться больше, чем на основном, т.е. возникает инверсная населенность уровней E_1 и E_2 , при достаточно большом (пороговом) значении которой становится возможным лазерный переход $E_2 \rightarrow E_1$ с длиной волны $\lambda = 6943 \text{ \AA}$ (красный свет).

В лазере Меймана использовался кристалл рубина диаметром 5 мм. Открытым (по принципу действия) и "объемным" (по конструкции) резонатором являлись строго параллельные отполированные и посеребренные торцы кристалла, один из которых был сделан частично прозрачным, чтобы обеспечить выход возникающего излучения. Для накачки использовалась импульсная лампа, питавшаяся от батареи конденсаторов емкостью 400 мкФ при напряжении 4 кВ. Приведем более точные временные и другие характеристики первого лазера: длительность импульса накачки $\tau \approx 5 \times 10^{-4}$ с; когерентное излучение состоит из отдельных вспышек длительностью $\tau \approx 10^{-7}$ с с интервалами между ними по несколько микросекунд и общей длительностью $\sim 10^{-3}$ с. Пиковая мощность излучения составляла около 10 кВт. Коэффициент полезного действия примерно 1%. (Подробнее о первом лазере и других генераторах радио- и оптического диапазонов, созданных в это время, можно прочитать в обзоре Г.М. Зверева и др. [157].)

Первый рубиновый лазер относится к классу твердотельных. В этом классе, кроме рубина, в качестве активной среды используются и другие диэлектрические кристаллы и стекла, содержащие ионы редкоземельных металлов. Об одном из них — рутиле мы уже говорили в разделе о мазерах. Среди других назовем активированные ионами неодима Nd^{3+} иттриево-алюминиевый гранат $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}(\text{Nd}^{3+})$, ниобат никеля $\text{NiNbO}_3(\text{Nd}^{3+})$, литиево-иттриевый фторид $\text{LiYF}_4(\text{Nd}^{3+})$. Всего в настоящее время лазерный эффект обнаружен у нескольких сотен диэлектрических кристаллов с введенными в виде примесей или внедренными в кристаллическую решетку активными ионами. Второй способ совершеннее, так как в этом случае активные ионы распределяются по кристаллу более равномерно, что позволяет увеличить их дозировку до $\sim 20\%$ (в примесном варианте она равна $\sim 5\%$) и соответственно увеличить мощность излучения

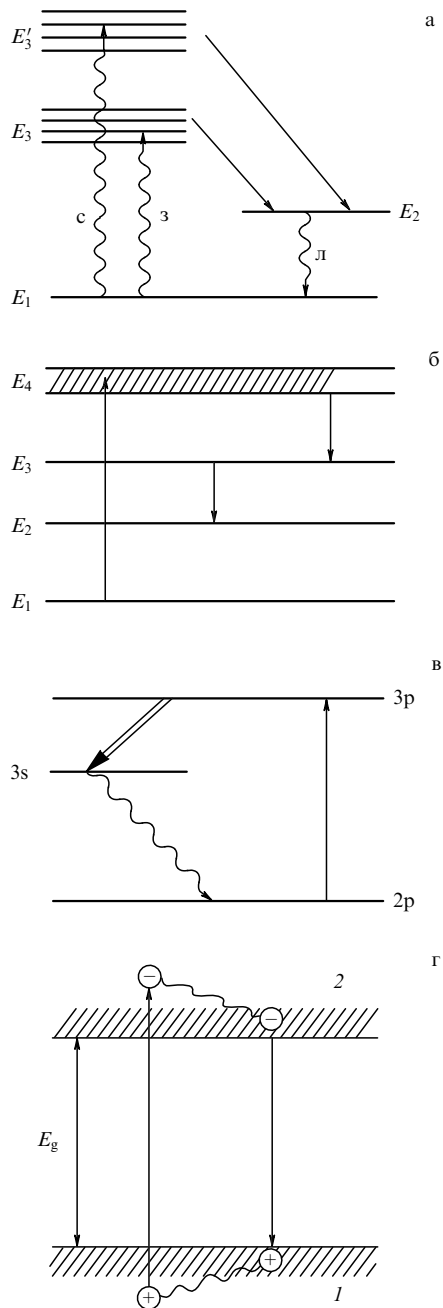


Рис. 12. Схемы уровней лазерного излучения: (а) трехуровневая схема лазерного излучения рубина: E_1 — основной уровень, E_2 — метастабильный уровень; волнистые стрелки — накачка полос E_3 и E_3' с помощью зеленого (з) и синего (с) света и лазерный переход (л); прямые стрелки — безызлучательные переходы; (б) четырехуровневая схема: E_1 — основной уровень, E_2 — нижний рабочий уровень, E_3 — метастабильный уровень, E_4 — полоса поглощения; (в) схема переходов для рентгеновского излучения ионов Se^{24+} : $2p$ — основной уровень, $3s$ — нижний рабочий уровень, $3p$ — верхний рабочий уровень, прямая стрелка — столкновительное возбуждение, волнистая — излучательный переход, двойная прямая — лазерный переход; (г) схема накачки и излучения полупроводникового лазера: 1 — валентная зона, 2 — зона проводимости, кружочки со знаком минус — электроны, со знаком плюс — дырки, E_g — ширина запрещенной зоны.

без перегрева кристалла. Кстати, именно во избежание перегрева кристалла (а также трудностей получения мощной оптической системы накачки, работающей в непрерывном режиме) большинство твердотельных

лазеров работают в импульсном режиме, хотя известны и работающие в непрерывном.

Описанный выше на примере рубинового лазера импульсный режим работы, при котором полная длительность когерентного излучения равна длительности накачки ($\sim 10^{-3}$ с), называется режимом свободной генерации. Напомним, что в этом случае импульс генерации состоит из серии последовательных коротких пиков длительностью $\sim 10^{-7}$ с каждый, разделенных микросекундными интервалами, а общая длительность импульса 10^{-3} с и что при таком режиме пиковая мощность равна примерно 10 кВт. Но существует и другой импульсный режим работы твердотельного лазера, при котором длительность полного импульса генерации можно сделать равной длительности одного пика в случае свободной генерации (и даже еще короче), что позволяет резко увеличить пиковую мощность лазера.

Подобный режим работы достигается так называемым методом модуляции добротности резонатора²⁵, сущность которого заключается в принудительной задержке начала процесса лазерного излучения. С этой целью конструкцию резонатора дополняют специальным быстродействующим электронно-оптическим затвором, который может открывать или закрывать вход излучения в резонатор. Накачка при таком режиме работы производится с закрытым затвором, что позволяет накопить максимальное количество возбужденных ионов на метастабильном уровне (так как при неработающем резонаторе генерация не может начаться, даже когда достигнута инверсная населенность уровней). Затем, быстро открыв затвор, включают резонатор, вследствие чего запасенная в активном веществе энергия мгновенно (за 10^{-7} – 10^{-8} с) высвобождается в виде мощного светового импульса.

Существуют и другие методы получения еще более коротких импульсов генерации и соответствующих им огромных пиковых мощностей. К ним относится метод, основанный на синхронизации, т.е. конструктивной интерференции нескольких резонансных мод резонатора. В этом методе тоже используется затвор, но особой, так сказать, самоуправляемой конструкции. Она представляет собой помещенную в резонатор кювету со специальным красителем, который из-за непрозрачности нарушает обратную связь, что приводит к нарастанию инверсной населенности активного вещества. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не возникнет сверхлюминесценция (см. раздел 4.2), наиболее сильный импульс которой просветляет жидкость затвора и тем самым включает в работу резонатор, обеспечивающий генерацию. При этом, чтобы обеспечить синхронную работу всех мод резонатора, используется режим амплитудной или фазовой модуляции резонатора, заключающийся либо в модуляции пропускания выходного зеркала, либо в модуляции расстояния между зеркалами L с частотой межмодовых биений $\Omega = c/2L$. Образующийся импульс имеет длительность 10^{-9} – 10^{-10} с и очень большую мощность $\sim 10^{10}$ Вт. Еще большую пиковую мощность получают

²⁵ Добротностью Q называется величина, характеризующая резонансные свойства колебательной (в данном случае излучающей) системы. Добротность численно равна отношению резонансной частоты к ширине резонансной кривой $\Delta\omega$: $Q = \omega/\Delta\omega$.

с помощью твердотельных лазеров на стекле с примесью Nd^{3+} , которые генерируют сверхкороткие (для того времени) импульсы с длительностью $10^{-11} - 10^{-12}$ с. (О современных сверхкоротких импульсах см. в заключении.)

Заметим, что при огромной пиковой мощности энергия этих импульсов сравнительно невелика. Но при необходимости ее можно увеличить, добавив к лазеру-генератору один или несколько лазеров-усилителей. При этом пиковая мощность тоже возрастет, достигая значений порядка $10^{13} - 10^{14}$ Вт.

Кроме импульсного для некоторых кристаллов (например, для упомянутого выше граната, а также стекла с Nd^{3+}) возможен непрерывный режим генерации. Необходимым условием для этого является четырехуровневая схема работы активного вещества, изображенная на рис. 126. Преимущество этой схемы перед трехуровневой заключается в том, что лазерный переход осуществляется между третьим и вторым уровнями ($E_3 \rightarrow E_2$), причем E_2 не является основным, т.е. согласно (51) имеет меньшую населенность, чем E_1 . В связи с этим инверсную населенность метастабильного уровня E_3 получить в четырехуровневой схеме существенно проще (при меньшей накачке), чем в трехуровневой (для этого не надо "поднимать" с уровня E_1 более 50 % частиц). Оба лазера непрерывного действия (гранатовый и на базе стекла) относятся к одному и тому же типу неодимовых лазеров, поскольку генерация лазерного излучения в них происходит за счет квантовых переходов между энергетическими состояниями трехвалентных ионов Nd^{3+} . К этому же типу относятся также лазеры с ионами Nd^{3+} , помещенными в другую конденсированную среду, например полупроводник, металлоорганические или органические жидкости.

Реальная схема уровней Nd^{3+} сложнее изображенной на рис. 126 (в ней несколько полос накачки и нижних промежуточных уровней), но в принципе она работает, как четырехуровневая схема, которая с наибольшей вероятностью генерирует инфракрасное излучение с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. Отметим, что неодимовые лазеры работают не только в непрерывном режиме генерации, но и во всех упомянутых выше импульсных режимах (непрерывной генерации, модулированной добротности, синхронизации мод). Да и сам непрерывный режим работы лазера по существу является импульсным, так как представляет собой непрерывную последовательность импульсов длительностью $\sim 10^{-9}$ с, следующих один за другим с упомянутой выше частотой Ω . Подробнее о твердотельных лазерах (в том числе с перестраиваемой частотой излучения) можно прочитать в обзоре А.М. Прохорова [158], написанном к 25-летию создания лазера (см. также справочник по лазерам под ред. А.М. Прохорова [159]). Отметим, что, по словам специалистов, современные твердотельные лазеры со светодиодной накачкой имеют КПД, достигающий 30 %, выходную мощность до 10 кВт, высокую частотную стабильность (сравнимую со стабильностью СВЧ-генераторов) и узкую линию (порядка 1 Гц).

4.4.2. Жидкостные лазеры. Жидкостными называются лазеры, в которых активной средой служит жидкость (неорганическая или красители). В лазерах на неорганических жидкостях (ЛНЖ) активными частицами обычно являются те же ионы Nd^{3+} (о которых мы говорили в

разделе 4.4.1), входящие в состав жидкого люминофора. Поэтому ЛНЖ обладают всеми преимуществами описанных выше твердотельных неодимовых лазеров, обусловленными особенностями работы четырехуровневой схемы. Кроме того, они обладают дополнительным преимуществом по сравнению с твердотельными лазерами — возможностью охлаждения активной среды при ее прокачке через резонатор и теплообменник, что позволяет снимать с них большую энергию и мощность. ЛНЖ работают как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Энергия генерации ЛНЖ ≥ 1 кДж, мощность ≥ 1 кВт. Недостатком ЛНЖ является большая расходимость излучения, однако существуют методы преодоления этого недостатка (подробнее см. книгу Ю.Г. Аникиева, М.Е. Жаботинского и В.Б. Кравченко [160]).

В лазерах на красителях (ЛК) обычно используют водные или спиртовые (а также некоторые другие) растворы красителей, играющих роль активного вещества. В качестве красителей применяются сложные органические соединения, чередование которых в ЛК позволяет перестраивать частоту его генерации, перекрывая диапазон длин волн от 330 нм до 1,8 мкм. Лазерный эффект получен примерно на 1000 различных красителях. Наиболее часто используются оксазолы и оксадиазолы (фиолетовая и ультрафиолетовая область спектра), кумарины (сине-зеленая), редамины (желто-красная) и полиметиновые красители (ближняя инфракрасная область). Возможность перестройки частоты генерации ЛК — его главное достоинство. Недостаток ЛК — большая ширина спектра генерации, для уменьшения которой в резонатор ЛК вводят специальные оптические устройства (например, дисперсионные призмы, интерферометры и др.). С помощью этих же устройств можно плавно менять длину волны излучения, генерируемого данным конкретным красителем.

В зависимости от вида накачки ЛК могут работать как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Для получения импульсного режима обычно используется накачка с помощью импульсных ламп, для получения непрерывного — газовых лазеров (см. раздел 4.4.3). Однако при лазерной накачке (например, гранатовым лазером) в ЛК получают и импульсный режим. ЛК весьма эффективны для генерации ультракоротких импульсов излучения. С помощью упомянутого выше (раздел 4.4.1) метода синхронизации мод в ЛК удалось получить импульсы длительностью $\sim 10^{-14}$ с. Подробнее о ЛК можно прочитать в работе А.Н. Рубинова и В.И. Томина [161]. Справки о параметрах разных жидкостных лазеров приведены в [159].

4.4.3. Газовые лазеры. Газовым лазером (ГЛ) в широком смысле этого наименования называется лазер с активной средой в виде газов, паров или их смесей, а также слабоионизированной плазмы. Наиболее общей особенностью ГЛ, отличающей их от твердотельных, жидкостных и полупроводниковых, является большая однородность активной среды, низкая плотность (даже если в ГЛ поддерживается давление в несколько десятков атмосфер) и, как следствие этого, — высокая степень прозрачности, узость линий испускания и поглощения, очень малая расходимость излучения и высокая стабильность частоты. Кроме того, в связи с возможностью быстрой прокачки рабочего вещества через резонатор ГЛ позво-

ляет получать достаточно большие средние мощности излучения без перегрева активной среды. Еще одна особенность ГЛ — возможность генерации лазерного излучения в очень широкой области длин волн (от ультрафиолетовых до субмиллиметровых).

Конкретные типы ГЛ весьма разнообразны. Их конструкции и режимы работы определяются многими факторами, в том числе выбором рабочего вещества, типом лазерных переходов (атомные, ионные, молекулярные, эксимерные и др.), характером накачки (оптическая, электрический разряд, ядерная или химическая реакция, электронный пучок). При этом некоторые факторы взаимосвязаны. Ниже мы опишем несколько конкретных типов ГЛ и кратко охарактеризуем их особенности. Подробнее о физических процессах в ГЛ можно прочитать в книге А.В. Елецкого и Б.М. Смирнова [162] и обзоре Н.Г. Басова и В.А. Данилычева [163].

По режиму работы ГЛ, так же как твердотельные и жидкостные, делятся на импульсные и непрерывные. Выбор режима определяется характером накачки. Большинство ГЛ работает в непрерывном режиме. Значительная их часть относится к газоразрядным. В этих лазерах инверсия населенности создается с помощью электрического разряда, в котором образуются электроны, возбуждающие рабочие частицы газа (электронный удар). При этом рабочими частицами могут быть нейтральные атомы (например, He, Ne), ионы (например, Ar²⁺, Ar³⁺, Kr²⁺, Kr³⁺, Ne²⁺), атомы и ионы паров металла (например, Cu, Cd), молекулы (колебательные и вращательные уровни CO₂ и N₂), эксимерные (неустойчивые) молекулы (например, Ar₂, ArF, Kr₂, KrCl, Xe₂, XeBr и др.).

Из приведенного списка раньше других (в 1961 г.) был построен гелий-неоновый лазер, в котором основным рабочим веществом является неон, а гелий, резонансно передавая неону энергию своего метастабильного уровня, помогает ему задержаться в верхнем возбужденном состоянии на большее время, чем это возможно для чистого неона (в котором не удается получить достаточно высокую инверсию населенности).

В связи с тем, что лазерные уровни неона имеют по несколько подуровней, гелий-неоновый лазер может работать на 30 длинах волн видимого (в красной области) и инфракрасного излучения. Выделение той или иной резонансной частоты обеспечивается специальной настройкой зеркал резонатора. Мощность и КПД He–Ne-лазера не высоки (~0,1 Вт и ~0,1% соответственно), но он отличается непрерывным режимом работы, высокой монохроматичностью и направленностью излучения, а также простотой устройства (газоразрядная трубка с двумя электродами и двумя зеркалами). Кроме смеси He с Ne, генерация была получена еще на нескольких десятках нейтральных атомов как в непрерывном, так и в импульсном режимах (в том числе с высокой пиковой мощностью).

В 1964 г. был построен первый лазер, работающий на ионизованных газах, в которых инверсия населенности создается между уровнями энергии атомарных ионов²⁶. Всего известно несколько десятков ионных лазеров,

которые работают на нескольких сотнях рабочих подуровнях. Для ионных лазеров характерны высокая плотность тока и большая концентрация ионов, что позволяет получать на них более высокую выходную мощность по сравнению с лазерами на нейтральных атомах. Однако КПД ионных лазеров тоже не высок (~0,1%). На порядок больше КПД (~1%) были получены на атомах и ионах паров металлов, которые отличаются более эффективным (столкновительным) типом опустошения нижнего лазерного уровня, чем обычный спонтанный переход. Генерация получена на парах нескольких десятков металлов со средней мощностью ~40 Вт (для Cu) и пиковой 200 Вт.

Наиболее мощными, обладающими к тому же высоким (~25%) КПД являются молекулярные лазеры, работающие на колебательных уровнях молекул, для которых характерны малые энергетические промежутки (0,01–0,1 эВ), высокая эффективность возбуждения, большой квантовый выход и хорошая энергетическая селективность при излучательных переходах. Один из примеров молекулярного ГЛ — лазер, работающий на молекулах CO₂ с примесью молекул N₂, He и H₂O, которые способствуют получению высокой инверсии населенности, эффективно заселяя верхний лазерный уровень (N₂) и опустошая нижний (He и H₂O). Средняя мощность этих лазеров ~1 кВт. Чтобы ее увеличить, применяют быстропроточный вариант молекулярного лазера с давлением газа до 50 атм. Такие лазеры, работая в непрерывном режиме, позволяют получать мощность в несколько десятков киловатт, а в импульсном — энергию излучения в импульсе ~10⁴ Дж. Подробнее о мощных молекулярных лазерах можно прочитать в книге Н.В. Карлова и Ю.Б. Конева [164].

Пожалуй, самым экзотическим из всех перечисленных ГЛ, являются эксимерные лазеры, генерация в которых осуществляется в результате перехода молекул из верхнего *связанного*, но очень короткоживущего (~10⁻⁸ с) возбужденного состояния в нижнее *неустойчивое*. Экзотическая особенность эксимерных молекул заключается в том, что они могут образовываться из двух атомов инертных газов (или из атома инертного газа и атома галогена) только в возбужденном состоянии, потому что свободные атомы отталкиваются друг от друга и не могут объединиться в молекулу в ее наименьшем (основном) энергетическом состоянии. Эта особенность эксимерных молекул обеспечивает быстрое опустошение нижнего (неустойчивого) состояния, что способствует образованию инверсной населенности.

Эксимерные лазеры работают на переходах между электронными уровнями молекул. Возникающее излучение находится в видимой или ультрафиолетовой области спектра и отличается большой шириной линии, что позволяет перестраивать частоты генерации. Активной средой эксимерных лазеров является инертный газ при давлении ~1 атм с ~1%-ной добавкой галогеносодержащих молекул. В связи с очень малым временем жизни возбужденного состояния эксимерных молекул для накачки эксимерных лазеров используется мощный импульс электрического разряда или интенсивный электронный пучок. Наиболее эффективная генерация получена для лазера на основе ArF, KrF и XeF (выходная энергия около 100 Дж, КПД ~10%, τ ~10⁻⁸ с). Подробнее об эксимерных лазерах можно прочитать в обзоре А.В. Елецкого [165].

²⁶ Иногда такие лазеры называют плазменными, имея в виду холодную слабо ионизованную плазму (не путать с рентгеновскими лазерами, работающими на высокотемпературной многократно ионизованной плазме (см. раздел 4.4.4)).

Кроме ГЛ с накачкой электрическим разрядом и электронным пучком известны лазеры с ядерной и химической накачкой, в которых газовая рабочая среда возбуждается в результате ядерных или химических реакций. В случае ядерной накачки возбуждение атомов газа (например, Ag или Xe) производится продуктами ядерных реакций, образующимися при взаимодействии тепловых нейтронов ($E = kT = 0,025$ эВ) с ^{10}B , ^3He или ^{235}U , в результате которого возникают соответственно ионы ^4He и ^7Li , ^1H и ^3H или осколки деления. Конструкция лазера представляет собой трубку с газом, на внутренней поверхности которой нанесен тонкий слой ^{10}B или ^{235}U (^3He вводится в виде примеси к рабочему газу). Источником тепловых нейтронов обычно служит импульсный реактор с замедлителем. Мощность на инфракрасных переходах инертных газов порядка 10 кВт, КПД $\sim 1\%$.

Описанный механизм накачки близок к механизму накачки плазменных лазеров, в которых возбуждение рабочей среды (слабоионизованная плазма) также производится заряженными частицами (электронным пучком). Важная особенность плазменных генераторов когерентного излучения — возможность плавного варьирования частоты излучения путем изменения плотности плазмы. Подробнее см. книгу Л.И. Гудзенко и С.И. Яковленко [166].

В случае химической накачки (химические лазеры) возбуждение рабочей среды происходит за счет того, что продукты многих экзотермических реакций образуются в возбужденном состоянии. У двухатомных молекул, например, оно проявляется в форме возбуждения колебательно-вращательных уровней. В результате возникает инверсная населенность этих уровней, которая (при подходящей разности их энергий) может быть использована для получения лазерного эффекта.

Типичными реакциями такого рода, используемыми в химических лазерах, являются реакции замещения



или



позволяющие получать КПД (отношение энергии лазерного излучения к энергии, выделяющейся в реакции) порядка 10%. Энергия излучения химического лазера на NF в импульсном режиме при длительности импульса ~ 10 нс может достигать 10 Дж. Наибольшая мощность в непрерывном режиме получается при прокачивании активного вещества через резонатор со сверхзвуковой скоростью. В этом случае выходная мощность достигает нескольких киловатт, а КПД 2–4%. Подробнее о химических лазерах можно прочитать в обзоре А.В. Елецкого [167] и книге, вышедшей под редакцией Н.Г. Басова [168]. Справки о различных типах лазеров можно получить в уже рекомендованном нами справочнике, изданном под редакцией А.М. Прохорова [159].

4.4.4. Рентгеновский лазер (разер) и проблема возможности создания гамма-лазера (газера). История создания рентгеновских лазеров (разеров²⁷) и принципы их работы

описаны в обзоре Е.Г. Бессонова и А.В. Виноградова [169] и статье А.В. Андреева [170], содержание которых мы кратко перескажем. (С популярным описанием новых возможностей для исследования вещества, которые принесло изобретение рентгеновского лазера, читатель может познакомиться в обзоре Д. Эттвуда, К. Холбака и Кванг-Дже Кима [171].)

В [169] и [170] отмечается, что идея создания рентгеновского лазера появилась сразу же после изобретения первого оптического лазера (1960 г.), основные представления о принципах его работы и путях их реализации сложились в 70-е годы, а первый лабораторный рентгеновский лазер был создан в Ливерморской лаборатории им. Э. Лоуренса (США) в 1985 г. Генерация была получена на серии линий Ne-подобного иона селена в области длин волн 182–263 Å (наиболее яркая — 206,3 Å).

Активной средой рентгеновского лазера является небольшой объем высокотемпературной плазмы сечением 0,01–0,1 см и длиной несколько сантиметров. Таким образом, при создании лазеров, работа которых основана на переходах между дискретными уровнями атомов и молекул, используется все четыре агрегатных состояния вещества: твердое, жидкое, газообразное (включая слабоионизованную, т.е. холодную, плазму) и состояние высокотемпературной многократно ионизованной плазмы.

Высокотемпературную плазму (энергия электронов 10^2 – 10^3 эВ, что соответствует температуре 10^6 – 10^7 К) получают на короткое время ее жизни (10^{-10} – 10^{-8} с) путем фокусирования излучения мощного оптического или инфракрасного лазера на поверхность мишени, атомы которой многократно ионизируются. При остывании плазмы в ней происходят неравновесные столкновительные и рекомбинационные процессы, приводящие к образованию инверсной населенности уровней многократно ионизованных ионов (например, C^{5+} , Al^{11+} , Se^{24+}). На переходах с этих уровней и возникает лазерный эффект. Длина волны зависит от материала, из которого изготовлена мишень, и типа перехода. Обычно генерация происходит в однопроходном режиме сверхизлучения (вспомните описанную выше сверхлюминесценцию), т.е. без резонатора, или в двух-, или в трехпроходном режиме (при использовании многослойных рентгеновских зеркал). Величина коэффициента усиления за один проход находится в пределах 3–16, т.е. максимальное усиление относительно уровня спонтанного излучения составляет $e^{16} \simeq 10^7$. Коэффициент преобразования лазерного излучения накачки в рентгеновское очень мал ($\sim 10^{-5}$), но этого оказывается достаточно для проведения физических и биологических экспериментов, в которых на лазере с углеродной мишенью было получено разрешение лучше 10^{-5} см на длине волны $\lambda = 182$ Å. Для дальнейшего продвижения в сторону более коротких волн увеличивают мощность лазера накачки (используя, например, лазеры на неодимовом стекле), что приводит к повышению кратности ионизации и в конечном итоге к сокращению длины волны (с алюминиевой мишенью была получена $\lambda = 46$ Å). Рентгеновский лазер обладает наивысшей импульсной яркостью по сравнению с другими источниками рентгеновского излучения (см. раздел 4.5).

Для объяснения возникновения инверсной населенности уровней в активной зоне рентгеновского лазера

²⁷ Разер — аббревиатура английского выражения Rentgen-Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

предложено около десятка различных теоретических механизмов. Наиболее реалистичны из них два: столкновительное возбуждение (при высоком значении плотности электронов в плазме) и рекомбинационная накачка (в случае высокотемпературной плазмы с низкой плотностью электронов). На рисунке 12в изображена схема переходов для случая получения инверсной населенности ионов Se^{24+} методом столкновительной накачки. Верхний рабочий уровень $3p$ заселяется из основного состояния в результате соударения ионов плазмы с электронами; нижний рабочий уровень $3s$ быстро опустошается при разрешенном излучательном переходе $3s \rightarrow 2p$; излучательный переход $3p \rightarrow 2p$ запрещен правилами отбора; лазерный переход реализуется между верхним и нижним рабочими уровнями ($3p \rightarrow 3s$). Современное состояние вопроса о рентгеновском лазере хорошо освещено в статье П.Д. Гаспаряна, Ф.А. Старикова и А.Н. Старостина [172]. О самых последних достижениях в этой области см. [258] (в заключении).

В заключение этого раздела — несколько слов о проблеме возможности создания гамма-лазера (газера, газера²⁸), т.е. возможности получения когерентного электромагнитного излучения в γ -диапазоне (при переходах между уровнями не атомов, молекул и ионов, а атомных ядер).

О гамма-лазере (так же как и о рентгеновском) стали думать сразу же после создания в 1960 г. первого оптического лазера. Задача получения когерентного излучения в γ -диапазоне, в принципе, казалась разрешимой в связи с незадолго до этого (1958 г.) сделанным открытием "безотдачного" γ -излучения (эффект Мёссбауэра)²⁹. Предполагалось, что проблему создания γ -лазера можно решить с помощью реализации вынужденного излучения системы возбужденных ядер-изомеров³⁰. Естественно, что рассмотрение этой проблемы очень

важно, так как в случае успеха оно привело бы к новым возможностям при проведении структурного анализа вещества и решению некоторых задач ядерной физики. Поэтому к теоретическому рассмотрению проблемы гамма-лазера подключились многие ведущие физики. В России — это В.И. Гольданский, Ю.М. Каган, Р.В. Хохлов и др.

В.И. Гольданский и Ю.М. Каган рассматривали схемы гамма-лазера на короткоживущих ядрах-изомерах ($\tau < 10^{-5}$ с), Р.В. Хохлов — на долгоживущих ($\tau \gg 10^{-5}$ с). Область пригодных энергий радиационных переходов находится в пределах $10 \text{ кэВ} < \hbar\omega < 150 \text{ кэВ}$. Нижняя граница определяется резким возрастанием конкуренции со стороны фотоэффекта при дальнейшем уменьшении энергии, а верхняя — уменьшением вероятности безотдачного излучения при увеличении энергии сверх 150 кэВ. Более подробно с теоретическими схемами гамма-лазера и встречающимися при их разработке трудностями можно познакомиться в статье А.В. Андреева [173].

Экспериментально, насколько нам известно, рассматриваемые схемы пока не реализованы, хотя мы, разумеется, не знаем, в каком состоянии находятся сейчас американские разработки гамма-лазера по линии СОИ и ПРО. С состоянием дел в этом направлении на 1987 г. можно познакомиться в докладе Американскому физическому обществу [174].

4.5. Лазеры на свободных переходах

До некоторых пор мы описывали разные типы лазеров: твердотельные, жидкостные, газовые, плазменные (низкотемпературные и высокотемпературные — рентгеновские), которые, однако, характеризуются одним общим свойством: для получения монохроматического и когерентного излучения в них используются переходы между уровнями дискретного энергетического спектра атомов, молекул или ионов, а также ядер (при обсуждении возможности создания гамма-лазера). Случай полупроводниковых лазеров (которые будут рассмотрены в разделе 5.8) несколько отличается тем, что в нем рассматриваются переходы не между дискретными энергетическими уровнями, а между разрешенными энергетическими зонами твердого тела, но тоже дискретными. Поэтому монохроматичность излучения лазеров всех перечисленных выше типов не должна вызывать удивления.

Совсем другое дело, когда источником когерентного и монохроматического излучения является пучок релятивистских электронов, которые, как мы говорили в разделе 3, во всех рассмотренных там случаях (излучение Вавилова – Черенкова, переходное, тормозное, синхротронное излучения) характеризуются непрерывным спектром. И это не удивительно, потому что во всех этих процессах энергия электронного пучка изменяется не дискретными и одинаковыми порциями, а *свободно*, т.е. достаточно произвольно (в известных пределах). И все-таки лазеры на таких свободных переходах (иногда их называют свободно-свободными) можно создать. И никакого парадокса в этом утверждении нет, потому

радиоактивного ядра $^{234}_{91}\text{Pa}$ и детально исследована в 1935 г. российскими физиками и химиками во главе с И. В. Курчатовым на примере искусственно радиоактивного ядра $^{80}_{35}\text{Br}$ (подробнее см., например, [2]).

²⁸ Газер (газер) — аббревиатура английского выражения Gamma Ray Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

²⁹ Эффект Мёссбауэра заключается в том, что при некоторых условиях (достаточно малая энергия перехода и низкая по сравнению с дебаевской температура) импульс и энергия отдачи, возникающие при испускании, рассеянии и поглощении γ -кванта, передаются упругим образом не одному атому, а кристаллу в целом (точнее очень большой группе атомов числом $N \approx 10^8$), в связи с чем (из-за большой массы этой группы) энергия отдачи, приходящаяся на одно ядро, практически равна нулю (много меньше естественной ширины уровня Γ). И поскольку доплеровское уширение D при малой энергии отдачи тоже очень мало ($D < \Gamma$), эффект Мёссбауэра сравнительно просто позволяет измерять энергию E с относительной точностью $\Gamma/E \approx 10^{-12}$. А при специальных условиях проведения эксперимента даже удалось измерить знаменитое красное смещение энергии γ -квантов в гравитационном поле Земли, масштаб которого (для 20-метровой пролетной базы) $\Delta E/E \approx 2 \times 10^{-15}$ (что в 10^9 раз меньше известного солнечного эффекта, измеряемого астрофизическими методами).

За открытие излучения, рассеяния и поглощения γ -квантов без отдачи Р. Мёссбауэру в 1961 г. была присуждена Нобелевская премия по физике. Подробнее об эффекте Мёссбауэра и его применениях можно прочитать, например, в [121].

³⁰ Изомерами называются атомные ядра, имеющие метастабильные, т.е. достаточно долгоживущие (с временем жизни от ничтожных долей секунды до тысяч лет) возбужденные состояния. Ядро-изомер, имеющее достаточно долгоживущее возбужденное состояние проявляет свойство двух ядер, например, β -радиоактивное ядро-изомер может испускать β -частицы с двумя различными периодами полураспада. Именно благодаря этому свойству ядерная изомерия была открыта в 1921 г. немецким ученым О. Ганом у естественно

что в разделе 3 мы рассматривали *спонтанное излучение* электронов, которое действительно протекает до некоторой степени свободно, а сейчас обсудим *вынужденное излучение*, свобода которого в значительной степени ограничена.

Оказывается, характеристики всех рассмотренных выше процессов спонтанного излучения электронных пучков могут резко измениться, если движение электронов происходит во внешнем электромагнитном поле, под действием которого спонтанное излучение электронов преобразуется в вынужденное. Главной особенностью вынужденного излучения электронов является возможность обмена энергией между пучком электронов и полем. При этом электроны могут как передавать часть своей энергии полю, испытывая дополнительную торможение (вынужденное излучение), так и наоборот — получать ее из поля, ускоряясь (вынужденное поглощение).

В качестве внешнего электромагнитного поля в настоящее время используются электрические или (и) магнитные поля специальной конфигурации, дополненные лазерным излучением. Под действием поля плотность пучка электронов модулируется и при некоторых условиях это может привести к преобразованию непрерывного спектра электронного излучения в монохроматическое и когерентное, т.е. к получению лазерного эффекта *на свободных переходах*.

Теория лазеров на свободных переходах разработана для нескольких вариантов подобных устройств (ондуляторное излучение, комптоновский лазер, лазер на свободных электронах, черенковский лазер и др.), а некоторые из них были реализованы экспериментально. Замечательным достоинством этих устройств является возможность получать с их помощью когерентное излучение в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах, а также перестраиваемость в широкой области частот. Естественно, что эти возможности очень заманчивы, так как они позволяют решать некоторые задачи в области рентгеновского диапазона частот более удобно, чем это позволяет делать описанный выше рентгеновский лазер.

Исторически первая (1927 г.) работа, посвященная проблеме вынужденного рассеяния — индуцированного комптон-эффекта³¹, принадлежит Э. Шрёдингеру — знаменитому физику-теоретику, одному из создателей квантовой механики (Нобелевская премия за 1933 г. [175]). В 1933 г. аналогичную проблему рассмотрели два не менее знаменитых физика — П.Л. Капица и П.А.М. Дирак [176]. О первом из них мы много писали в разделе 2, а о втором (который стал лауреатом Нобелевской премии вместе с Э. Шрёдингером и тоже за создание квантовой механики) в нашей предыдущей статье [3].

³¹ Обычным (спонтанным) эффектом Комптона называются особенности рассеяния жесткого рентгеновского излучения на электронах вещества. В 1923 г. А. Комптон, изучая рассеяние излучения рентгеновской трубки на графите и др. мишенях, показал, что спектр рассеянного излучения, кроме первоначальной длины волны λ_0 , содержит смещенную линию с $\lambda' > \lambda_0$, причем $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ растет с увеличением угла рассеяния θ , но при данном угле рассеяния $(\Delta\lambda)_\theta$ не зависит ни от λ (т.е. заметен только для коротких длин волн), ни от рассеивающего вещества. Комптон объяснил это явление с помощью квантовой теории (как рассеяние фотона на свободном электроны). За сделанное открытие Комптон был удостоен Нобелевской премии по физике за 1927 г.

Конечно, ни в первой, ни во второй работе не шла речь о комптоновском лазере, поскольку никакие лазеры еще не были придуманы, но высказанные в них идеи были очень близки именно к комптоновскому лазеру.

"Открытым текстом" идея использования вынужденного эффекта Комптона для создания комптоновского лазера была высказана Р. Пантелом и сотр. только через 40 лет, когда лазеры уже появились [177]. Идея комптоновского лазера заключается в том, что релятивистский электрон и усиливаемая волна взаимодействуют с мощной волной накачки (например от СВЧ-генератора или СО₂-лазера), распространяющейся навстречу электронному пучку.

Заметим, что спонтанный комптон-эффект в описанной геометрии (рассеяние излучения на движущемся навстречу релятивистскому электроны), приводящий к резкому увеличению частоты рассеянной волны, хорошо известен. Это так называемый обратный комптон-эффект, который используется для *повышения* частоты излучения при рассеянии (в обычном комптон-эффекте она *понижается*). Из теории обратного комптон-эффекта следует, что энергия E фотона, рассеянного электроном с энергией E_e назад, связана с энергией E_0 подающего фотона соотношением

$$E = \frac{E_0}{(m_e c^2 / 2E_e)^2 + E_0 / E_e}, \quad (60)$$

которое при $E_0 \ll E_e$ дает

$$E \simeq 4E_0 \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 = 4E_0 \gamma_e^2, \quad (61)$$

где γ_e — лоренц-фактор электрона. Из формулы (61) видно, что при больших лоренц-факторах электрона $E \gg E_0$, в связи с чем обратный комптон-эффект используется для получения рентгеновского и γ -излучения при рассеянии лазерного света на пучке движущихся навстречу релятивистских электронов. Заметим также, что гипотеза о существовании в природе обратного комптон-эффекта используется астрофизиками для объяснения наблюдающихся во Вселенной изотропных рентгеновского и γ -фонов, происхождение которых, возможно, связано именно с обратным комптоновским рассеянием фонового теплового излучения ($T = 2,7$ К) на высокоэнергетических космических электронах. Подробнее об обратном комптоновском рассеянии чернотельного излучения можно прочитать в статье Д. Фарджона и А. Салиса [178].

Вынужденный обратный комптон-эффект Пантела отличается от спонтанного добавлением усиливаемой волны, движущейся параллельно пучку электронов, частота которой совпадает с частотой волны, отраженной при обратном комптоновском рассеянии. Теория комптоновского лазера рассматривалась, например, в работе Д.Ф. Зарецкого, Э.А. Нерсесова и М.В. Федорова [179]. Экспериментально, насколько нам известно, комптоновский лазер пока не реализован. (Подробнее см. обзоры В.Л. Кузнецова [180] и М.В. Федорова [181].)

История появления другого лазера на свободных переходах, который так и называется — лазер на свободных электронах (ЛСЭ), тоже довольно давняя, но в отличие от комптоновского лазера она уже привела к созданию работающих установок.

В настоящее время разработаны несколько теоретических схем ЛСЭ. Мы расскажем об одной из них, идея которой заключается в использовании вынужденного ондуляторного излучения релятивистских электронов. История исследования этого вопроса восходит к 1947 г., когда В.Л. Гинзбург [182], а затем в 1951 г. Г. Мотц [183] рассмотрели спонтанное ондуляторное излучение электронов в постоянном во времени, но переменном в пространстве периодическом магнитном поле и теоретически показали, что ондуляторное излучение должно обладать двумя существенными преимуществами перед синхротронным излучением: монохроматичностью в заданном направлении и более высокой спектральной плотностью потока энергии излучения³². В 1951–1953 гг. Мотц построил первые источники спонтанного некогерентного и спонтанного когерентного ондуляторного излучения и показал, что свойства этих излучений соответствуют теоретическим ожиданиям. Идея источника индуцированного ондуляторного излучения была высказана и обоснована в 1958–1959 гг. Г. Мотцем, Р. Пантелом (США) и А.В. Гапоновым-Греховым (СССР) и др. Первые источники индуцированного ондуляторного излучения были созданы и исследованы на длине волны $\lambda \simeq 10$ см в 1960 г. американским физиком Р.М. Филлипсом. О последующих теоретических и экспериментальных исследованиях ондуляторного излучения можно прочитать в обзоре Д.Ф. Алферова, Ю.А. Башмакова и Ю.Г. Бессонова [186].

Новые возможности повышения частоты ондуляторного излучения появились с вводом в строй специализированных накопительных электронных колец с введенными в их прямолинейные участки ондуляторами. Энергия электронов на этих накопителях составляет от нескольких сотен мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт, что позволяет рассчитывать на получение ондуляторного излучения с длиной волны до 10^{-9} см, примерно соответствующей энергии жесткого рентгеновского кванта (~ 100 кэВ). Это даст возможность изучать биологические объекты и искусственные микроструктуры в области микроэлектроники и др. Подробнее см. упомянутые выше обзоры Д. Этвуда, К. Холбака и Кванг-Дже Кима [171], Е.Г. Бессонова и А.В. Виноградова [169] и Ф. Спрэнгла и Т. Коффи [187].

Вынужденное (индуцированное) ондуляторное излучение (или поглощение) возникает, если вдоль оси ондулятора в направлении электронного пучка распространяется внешняя электромагнитная волна. Соответствующие установки в нерелятивистском диапазоне

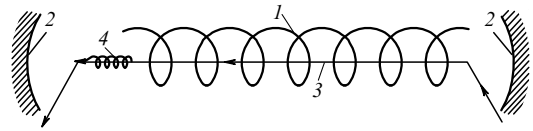


Рис. 13. Схема первого лазера на свободных электронах: 1 — спиральный магнит, 2 — зеркала, 3 — электронный пучок, 4 — усиливаемая волна.

энергий, называемые убитронами, являются мощными источниками излучения в области сантиметровых и миллиметровых длин волн. С переходом к релятивистским энергиям электронов частота генерации значительно увеличивается ($\sim \gamma^2$). По-видимому, впервые идею создания ЛСЭ на ондуляторе предложил в 1971 г. Дж. Мэйди [188], и это предложение в 1976–1977 гг. было реализовано под его руководством на Станфордском линейном ускорителе [189].

Схема первого ЛСЭ показана на рис. 13. Энергия электронов в пучке была равна 43 МэВ. Электронный пучок и усиливаемая волна поступали в установку короткими (~ 1 мм) пугами, представляющими собой сгусток электронов и электромагнитный импульс, одновременно подходящие ко входу в ондулятор. При прохождении обоих пугов через ондулятор их взаимодействие приводит к усилению электромагнитного импульса, который удерживается в резонаторе двумя зеркалами до подхода следующей пары пугов. Обе составляющие пары (электронный сгусток и электромагнитный импульс) опять подходят ко входу ондулятора одновременно и на них процедура усиления повторяется и т.д.

Приведем некоторые параметры первого ЛСЭ. Диаметр электронного пучка $\simeq 0,3$ см, ток 2,6 А, плотность тока $N_e = 5 \times 10^{10}$ см⁻³, шаг спирального магнита $l = 3,2$ см, длина $L = 5$ м, напряженность поля $V = 2,4 \times 10^3$ Гс, частота генерации $\omega = 5,5 \times 10^{14}$ с⁻¹ ($\lambda = 3,4$ мкм); максимальная мощность излучения вне резонатора 7 кВт.

Значительно большая выходная мощность излучения (~ 1 МВт) была получена уже в следующем году на длине волны 0,5 мм в работе [190], в которой использовался электронный пучок с меньшей энергией (1,2 МэВ), но с гораздо большим током (25 кА). Шаг периодического поля в этом случае был равен 8 мм.

Как мы уже говорили, после введения в строй в 90-х годах в качестве источников электронов накопительных колец с размещенными в их линейных промежутках ондуляторами появились новые возможности для получения более высокочастотного спонтанного ондуляторного излучения. Очевидно, что это должно было привести и к усовершенствованию ЛСЭ.

Действительно, сравнительно недавно (в марте 2002 г.) из сообщения [191] мы узнали, что в Национальной лаборатории ускорителей Джеферсона (США) разработан самый мощный в мире лазер на свободных электронах FEL (Free Electron Laser) с изменяемой длиной волны. Принцип действия FEL заключается в пропускании ускоренных до 42 МэВ электронов через формирователь периодического магнитного поля (вигглер), возбуждающий их излучение, которое усиливается в оптическом резонаторе с зеркалами, имеющими коэффициент отражения 100 и 90%. Первона-

³² Ондулятор (от французского слова onde — волна) — устройство, в котором создаются периодические (в пространстве или во времени) поля, действующие на пролетающие через него заряженные частицы (например, электроны) с периодической силой. В результате этого воздействия, заряженная частица, проходящая через ондулятор, совершает периодическое поступательно-колебательное движение, т.е. становится движущимся осциллятором, испускающим электромагнитное излучение, которое называется ондуляторным.

Простейший ондулятор представляет собой периодическую последовательность знакопеременных магнитов, между полюсами которых (в параллельной плоскости) движется частица, поочередно отклоняясь в противоположные стороны (по траектории типа синусоиды), т.е. испытывая ускорение и, следовательно, излучая (сравните с упомянутым в разделе 3.4 синхротронным излучением). Подробнее об ондуляторе и ондуляторном излучении можно прочитать в статьях Е.Г. Бессонова [184, 185].

чальная мощность FEL (введенного в эксплуатацию в 1999 г.) составляла 1,72 кВт (на длине волны $\lambda = 3,1$ мкм), что уже позволило проводить фундаментальные и прикладные исследования по химии, биологии, нанотехнологии и материаловедению. После запроектованного усовершенствования мощность FEL возрастет до 10 кВт в инфракрасном диапазоне и до 1 кВт — в видимой и ультрафиолетовой области спектра (вплоть до $\lambda = 0,3$ мкм). В том же сообщении [191] рассказано об Аргонском *беззеркальном однопроходном ЛСЭ*, позволившем получить лазерное излучение на значительно более коротких длинах волн (включая ультрафиолетовую область с $\lambda = 385$ нм), чем это удавалось сделать раньше на беззеркальных ЛСЭ. Полученный результат можно считать существенным шагом вперед по пути к созданию рентгеновского лазера на свободных электронах с исключительно большой яркостью в режиме ультракоротких импульсов, который позволит, например с помощью серии моментальных снимков (своеобразной "киносъемки"), следить за протеканием химических и биологических реакций и других чрезвычайно быстро протекающих процессов. За подробностями об ондуляторном излучении, комптоновском лазере и ЛСЭ мы еще раз рекомендуем обратиться к упомянутым обзорам [169, 171, 180, 181, 186, 187], а также к книге Т. Маршалла [192].

В заключение этого раздела кратко расскажем о вынужденном черенковском эффекте (ВЧЭ), теория которого обсуждается в обзоре В.М. Арутюняна и С.Г. Оганесяна [193] (см. также [194]) и реализация которого при удаче может привести к созданию черенковского лазера. Главной особенностью ВЧЭ, происходящего в поле внешней электромагнитной волны, является (как и в других рассмотренных выше случаях свободных переходов) обмен энергией между движущейся частицей и внешним полем. При этом частица может либо передать свою энергию волне, испытывая торможение (вынужденное черенковское излучение), либо, наоборот, получать ее от поля, ускоряясь (вынужденное черенковское поглощение). Оба эти процесса, как правило, происходят одновременно и разделить их полностью не удается.

Теоретическое исследование ВЧЭ авторы [193] провели на основе классического и квантового подхода. При этом в развитой авторами квантовой теории ВЧЭ им удалось раздельно рассмотреть вынужденное излучение и вынужденное поглощение. Это позволило получить условия, при которых процессы излучения будут доминировать над процессами поглощения, и построить теорию усиления электромагнитной волны за счет кинетической энергии электронов на основе ВЧЭ, т.е. рассмотреть возможность создания черенковского клистрона и черенковского лазера. В заключении к своей работе авторы [193] обсуждают возможность экспериментального наблюдения ВЧЭ и существующие в связи с этим трудности.

4.6. Применение лазеров

Применение лазеров-генераторов и лазеров-усилителей настолько широко и разнообразно, что написать об этом достаточно подробно, не перегружая объем статьи, невозможно. Поэтому мы ограничимся тем, что опишем только некоторые области применения лазеров, и притом очень кратко, а другие лишь обозначим

заголовками и укажем, где это возможно, доступную литературу.

4.6.1. Лазерный термоядерный синтез. Лазерный термоядерный синтез — один из рассматриваемых методов осуществления инерционной управляемой термоядерной реакции предложен в 1962 г. (доклад в АН СССР Н.Г. Басовым и О.Н. Крохиным (опубликован в 1964 г. [195])). По воспоминаниям некоторых физиков, аналогичное предложение в Арзамасе-16 высказывал также (и, возможно, даже несколько раньше) А.Д. Сахаров. Принцип этого метода заключается в сверхбыстром ($\sim 10^{-9}$ с) импульсном нагревании до температуры $10^7 - 10^8$ К конденсированного и всесторонне сжатого до $10^2 - 10^3$ г см $^{-3}$ термоядерного горючего (сверхминиатюрная сферическая мишень $\sim 10^{-6}$ см 3 из смеси ^2H и ^3H в виде льда или газа под высоким давлением, заключенная в многослойную оболочку). Все перечисленные условия, в принципе, можно попытаться реализовать с помощью мощной многоканальной (сотни пучков) лазерной 4л-установки с энергией в импульсе 1 МДж и более. Если это удастся сделать, то испаряющееся при нагревании термоядерное горючее не успеет разлететься до начала реакции. Отсюда название метода — инерционный. Проблемой лазерного термоядерного синтеза занимаются во многих странах мира и по всем параметрам получены обнадеживающие результаты, включая значительный выход термоядерных нейтронов, образующихся в реакции



Однако необходимый коэффициент усиления (отношение выделяющейся термоядерной энергии к энергии лазера), который должен быть порядка $10^2 - 10^3$, пока не достигнут. Подробнее см. раннюю журнальную статью Н.Г. Басова, В.Б. Розанова и Н.М. Соболевского [196] и более позднюю статью Н.Г. Басова и др. из книги [197]. О еще одном недавно появившемся проекте инерционного синтеза мы расскажем в заключении.

4.6.2. Лазерное разделение изотопов. Лазерный метод разделения изотопов основан на использовании изотопического сдвига спектральных линий поглощения электромагнитного излучения. При совпадении длины волны λ падающего света с линией поглощения одного из изотопов смеси его атомы переходят в сильно возбужденное (вплоть до ионизации) состояние. После этого они могут быть отделены от невозбужденных атомов фотохимическими или физическими способами (например, отклонением образовавшихся ионов с помощью электрического поля).

Кроме селективного возбуждения электронных уровней атомов в лазерном методе разделения изотопов используется также возбуждение колебательных уровней молекул. В качестве источников излучения применяют CO_2 -лазеры и лазеры на красителях (для возбуждения уровней атомов паров металлов). Подробнее см. обзоры Н.В. Карлова и А.М. Прохорова [198], Н.Г. Басова и др. [199], Н.В. Карлова и др. [200] и В.С. Летохова [201].

4.6.3. Лазерная химия. Одним из направлений лазерной химии, по-видимому, можно считать рассмотренное выше лазерное разделение изотопов. Два других свя-

заны с химическим преобразованием веществ с помощью фотохимических и термохимических процессов. Фотохимическими называют такие процессы, в которых химические реакции инициируются резонансным возбуждением электронных уровней атомов и молекул электромагнитным излучением лазера. Термохимическим направлением лазерной химии называется химическое преобразование вещества с помощью чисто теплового воздействия лазерного излучения. Подробнее с фотохимическим направлением лазерной химии можно познакомиться по книге И.М. Дунской [202], а с термохимическим — по обзору Ф.В. Бункина, Н.А. Кириченко и Б.С. Лукьянчука [203].

4.6.4. Лазерная спектроскопия. Как известно, оптической спектроскопией в обычном понимании называется область физики, в которой по экспериментальным данным об интенсивности электромагнитного излучения и поглощения в зависимости от частоты исследуются уровни энергии атомов и молекул и квантовые переходы между ними, что в конечном итоге позволяет получать макроскопические характеристики (плотность, температуру, скорость движения) различных объектов (включая астрофизические), находящихся в разных агрегатных состояниях (твердом, жидком, газообразном и в состоянии плазмы). Наиболее распространенными приборами обычной оптической спектроскопии, которая использует источники света с непрерывным спектром, одновременно возбуждающие множество линий, являются различного рода монохроматоры: призмы, интерферометры, спектрофотометры и другие диспергирующие приборы. Эти приборы позволяют выделять изучаемую область спектра.

Разрешающая способность и чувствительность оптической спектроскопии резко возросла после появления лазерных источников излучения, обладающих уникально высокими интенсивностью, монохроматичностью и направленностью пучков. Монохроматичность лазерного излучения позволяет возбуждать вполне определенный квантовый переход, что делает ненужными перечисленные выше диспергирующие приборы, применяемые в обычной оптической спектроскопии. При этом получается истинная (не искаженная приборами) форма исследуемых спектральных линий. С появлением в оптической спектроскопии лазерных источников излучения стало возможным исследовать микроскопические количества ($\sim 10^{-10}$ см³) веществ и удаленные макроскопические объекты. В частности, удалось значительно повысить дальность дистанционного изучения астрофизических объектов методом поглощения посылаемого лазерного сигнала. В лазерной спектроскопии используются лазеры-монохроматоры с перестраиваемой частотой, значение которой регистрируется специальным устройством (λ -метром), что позволяет проводить количественные спектроскопические исследования в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной областях спектра. С развитием описанной выше техники получения сверхкоротких нано-, пико-, а затем фемто- и даже аттосекундных ($1 \text{ ас} = 10^{-18}$ с) импульсов (см. заключение) резко возросла временная разрешающая способность лазерной спектроскопии. Это позволило исследовать очень быстрые релаксационные процессы в конденсированных средах, в частности измерять времена жизни возбужденных состояний и каналов распада, изучать

внутреннее движение молекул и элементарные стадии химических реакций и многое другое. А благодаря уникальной чувствительности лазерной спектроскопии появилась возможность детектирования одиночных атомов и ядер. Подробнее обо всем этом можно прочитать в двух обзорах [204, 205] и тезисах доклада В.С. Летохова [206], в обзоре В.С. Антонова, В.С. Летохова и А.Н. Шибанова [207], книге С.А. Ахманова, В.А. Выслоуха и А.С. Чиркина [208] и в статье В.Ф. Камалова [209].

4.6.5. Лазерная технология. Сильное тепловое действие лазерного пучка при его кратковременности и локальности области воздействия делает лазер очень удобным для целого ряда способов технологической обработки материалов и готовых изделий (резка, сверление, гравировка, сварка, закалка, отжиг и т.п.), причем получаемые результаты подчас бывают недостижимы другими методами. Так, например, лазерная резка позволяет выполнять рез шириной 5–30 мкм, а лазерное сверление — обрабатывать рубиновые камни для часов и алмазные фильтры для волочения проволок, изделия из сверхтвердых сплавов и керамики и т.п. Уникальной особенностью обладает лазерная сварка, которую можно проводить внутри замкнутого сосуда (через прозрачное для лазерного излучения стекло). Термохимическое действие лазерного излучения используется для рельефной обработки материалов, применяемых в микроэлектронике. (О новых возможностях см. в заключении.)

4.6.6. Лазерная физика сверхвысоких давлений. Мощные импульсные лазеры с энергией в импульсе 10^4 Дж, созданные в начале 80-х годов для исследования управляемого термоядерного синтеза, можно использовать для получения и исследования вещества в состоянии плазмы с экстремально высокими давлением (сотни мегабар) и температурой ($\sim 10^6$ К). О некоторых экспериментах в этом направлении и теории эффектов рассказано в обзоре С.И. Анисимова, А.М. Прохорова и В.Е. Фортова [210].

4.6.7. Лазерное охлаждение атомов. Приведенный выше заголовок может показаться парадоксальным. Действительно, сварка, горячая плазма, словом, любое лазерное нагревание — это понятно, но охлаждение — странно! Однако на самом деле, как показал в 1974 г. Я.Б. Зельдович [211], никакого парадокса здесь нет. Закон сохранения энергии разрешает веществу при его взаимодействии с излучением охлаждаться при условии, что само излучение будет настолько же "нагреваться" (т.е. если в результате рассеяния возрастет его частота³³). Реализацию этой идеи можно себе представить, проведя следующее простое рассуждение. Предположим, что мы облучаем вещество лазером, частота излучения которого немного ниже резонансной частоты поглощения атомов

³³ Противоречия со вторым началом термодинамики при этом тоже не возникает, так как энтропия замкнутой системы (вещество плюс излучение) возрастает. Это связано с тем, что увеличение энтропии излучения в процессе рассеяния заметно превосходит уменьшение энтропии вещества при его охлаждении (в основном, из-за резкого возрастания телесного угла (до 4π) для изотропного рассеянного излучения). За развитие методов охлаждения и пленения атомов с помощью лазерного света Стивен Чу, Клод Коэн-Таунджи и Уильям Д. Филипс получили Нобелевскую премию по физике за 1997 г.

этого вещества. Очевидно, что в этом случае резонансное поглощение будет возможно только для атомов, движущихся навстречу лазерному пучку с такой скоростью, при которой атом, благодаря эффекту Доплера, будет воспринимать частоту лазера как резонансную. При этом за счет полученного от фотона импульса атом несколько затормозится ("охладится"). Вместе с тем, квант излучения, испущенного затем возбужденным атомом, будет характеризоваться резонансной частотой поглощения данного вещества, которая выше частоты лазера, т.е. излучение в процессе взаимодействия с веществом "нагреется".

Конечно, поскольку неизвестно, куда полетит атом после снятия возбуждения (фотоны испускаются изотропно и могут передать атому импульс отдачи в любом направлении), то повторить операцию охлаждения того же самого атома при использовании одного лазера не удастся. Но это можно будет сделать многократно, если вместо одного лазера использовать всестороннее лазерное облучение атомов вещества. Приблизительно таким способом в сочетании с дополнительным охлаждением за счет испарения удастся получить температуру меньше 10^{-6} К, что, в частности, необходимо для исследований бозе-эйнштейновской конденсации разреженных газов щелочных металлов, о которых было рассказано в разделе 2.2.

Подробнее об описанном эффекте, а также о методах лазерного охлаждения атомных пучков можно прочитать в обзоре В.И. Балыкина, В.С. Летохова и В.Г. Миногина [212].

4.6.8. Лазеры и волоконная оптика. Такое же название, как и приведенный заголовок, имеет обзор Е.М. Дианова и А.М. Прохорова [213], в котором рассказывается о том, какие успехи были достигнуты в результате сочетания этих двух замечательных изобретений через 25 лет после создания первого лазера. Конечно, сейчас прошло уже больше 40 лет и все хорошо представляют возможности волоконно-оптической связи хотя бы на примере кабельного телевидения. Но для желающих познакомиться с историей возникновения и развития волоконной оптики, включая технологию изготовления стекловолокна, обзор полностью сохранил свою актуальность. В нем очень хорошо рассказано об одинаковой необходимости для развития волоконно-оптической связи как лазеров, являющихся источниками монохроматического излучения в оптическом диапазоне частот, так и волоконных световодов, обеспечивающих передачу светового сигнала без потерь (неизбежных в свободной атмосфере). Кроме того, в статье особо подчеркнута значимость для развития волоконно-оптической связи создания группой Ж.И. Алферова полупроводникового лазера, работающего в непрерывном режиме при комнатной температуре [214].

4.6.9. Области применения полупроводниковых лазеров. Благодаря уже упомянутым и некоторым дополнительным преимуществам (высокий КПД, низковольтное питание, высокое быстродействие, простота устройства) полупроводниковые лазеры находят применение не только в волоконно-оптической связи, но и в ряде других областей, к которым относятся спектроскопическая диагностика различных сред и материалов, метрологическая калибровка, спектроскопия высокого разрешения,

оптическая система памяти, видеодисковая аппаратура, лазерная печать. Подробнее об этом см. обзор Н.Г. Басова, П.Г. Елисеева и Ю.М. Попова [215], а о принципе работы и конструкции полупроводниковых лазеров — раздел 5.8.

4.6.10. Области применения рентгеновского лазера и ЛСЭ.

Этот раздел как раз относится к тому случаю, когда мы можем ограничиться заголовком, потому что о применениях этих лазеров достаточно много было написано в соответствующих разделах, где также указана и литература.

На этом мы заканчиваем перечень применения лазеров в науке, технике, быту и др., хотя собирались еще написать о лазерной медицине, лазерном микропроекторе, лазерном гироскопе, лазерных стандартах частоты и т.д. и т.п. Но, как говорится, нельзя объять необъятное. Заканчиваем мы также и рассказ о квантовой электронике вообще, оставив по той же причине за рамками статьи много недоговоренного в надежде, что предложенный выше список литературы поможет читателю восполнить то, что не было рассказано.

5. Физика полупроводников

Завершившийся недавно XX век часто называли атомным и космическим. И это, вероятно, справедливо, потому что самые яркие достижения прошедшего столетия были связаны именно с этими направлениями развития науки и техники. Однако ближе к его концу все большую роль стало играть очень скромное вначале направление исследований в области физики, достижения в котором в настоящее время используются не только в науке и технике (включая упомянутые атомную и космическую), но и повседневно в быту, придав ему современный цивилизованный облик и сделав нашу жизнь более комфортной.

Речь идет о физике полупроводников. За открытия и достижения в этой области науки трое ученых: Джек Килби (США), Жорес Алферов (Россия) и Герберт Кремер (США) были удостоены в 2000 г. Нобелевской премии по физике [216–218]. А достижения эти поистине огромны и, несмотря на меньшие масштабы, столь же впечатляющи, как в атомной энергетике и космической технике. При этом для жизни простого человека они даже более значительны, хотя многие люди подчас не подозревают, что всеми этими достижениями мы обязаны именно физике полупроводников. Перечислим хотя бы некоторые из этих достижений.

В технике — это мощные выпрямители тока и стабилизаторы напряжения, солнечные батареи для космических станций и спутниковая связь, приборы для измерения температуры, давления, радиоактивности, напряженности магнитного поля и др. параметров на АЭС и ускорителях; в физике — это интегральные схемы, которые при миниатюрных размерах содержат миллионы транзисторов и тиристоров; из приборов — это фотодиоды и фотоэлементы, полупроводниковый лазер и холодильник Пелтье, детекторы элементарных частиц и пьезодатчики, термисторы и магниторезисторы. Наконец, в быту — это всем известные радиоприемники и телевизоры, в которых уже давно вместо электронных ламп стоят полупроводниковые элементы; это компьютеры с лазерными принтерами; это мобильные теле-

фоны, кабельное телевидение, проигрыватели компакт-дисков, эффектные подсветки эстрадных представлений, калькуляторы с солнечными батареями, весы, показывающие цену, вес и стоимость продукта и многое другое.

В этом разделе мы после краткой исторической справки (раздел 5.1) попытаемся очень популярно (для неспециалистов в данной области) рассказать о том, что такое полупроводник (раздел 5.2), рассмотреть элементарные модельные представления (раздел 5.3), привести параметры некоторых конкретных полупроводников (раздел 5.4), пояснить, что такое электронно-дырочный (раздел 5.5) и гетеропереходы (раздел 5.6), описать принципы конструкций и области применения некоторых полупроводниковых приборов (раздел 5.7), рассмотреть отдельно и более подробно интегральные схемы (раздел 5.8) и полупроводниковые лазеры (раздел 5.9). Наконец, в разделе 5.10 мы все же вернемся к нашей первоначальной задумке и расскажем о роли Ж.И. Алферова и его коллег в создании перечисленной выше полупроводниковой экзотики, а также в развитии новой квантовой физики, вырастающей на почве физики полупроводников.

Но сначала мы хотим кратко рассказать о российских предшественниках Ж.И. Алферова, занимавшихся исследованием физики полупроводников.

5.1. Школы А.Ф. Иоффе и Б.М. Вула

Пионером в этой области физической науки в России является А.Ф. Иоффе, который в свое время (так же как сейчас Ж.И. Алферов) возглавлял знаменитый Ленинградский (Санкт-Петербургский) физико-технический институт (Физтех) и создал широко известную школу прославившихся впоследствии физиков и химиков, которые стали основателями собственных школ. Назовем некоторых из них. Физики: лауреат Нобелевской премии П.Л. Капица, крупнейшие физики-атомщики И.В. Курчатов, А.П. Александров, А.И. Алиханов, И.К. Кикоин и Ю.Б. Харитон; не менее известные Л.А. Арцимович (электромагнитное разделение изотопов, а позднее термоядерная плазма), А.И. Лейпунский (ядерная физика и физика реакторов), К.Д. Синельников (ядерная физика и физика ускорителей), В.П. Жузе (физика полупроводников), Я.И. Френкель (теоретик-универсал: от физики твердого тела до физики атомного ядра) и др. Химики: лауреат Нобелевской премии по химии Н.Н. Семенов (цепные реакции), Б.В. Курчатов (физика полупроводников, ядерная изомерия, первый российский плутоний) и др.

Сам А.Ф. Иоффе физикой полупроводников стал заниматься в начале 30-х годов и уже в 1931 г. вместе с Я.И. Френкелем проанализировал туннельный эффект в полупроводниках. Большое значение имела также работа А.Ф. Иоффе, в которой он обнаружил влияние примесей на электрические свойства полупроводника (например, на проводимость и знак носителя заряда). Это позволило ему в конечном итоге наметить путь создания полупроводниковых материалов с изменяющимися свойствами. В конце 30-х годов А.Ф. Иоффе сформулировал сохранившееся до сих пор представление о механизме выпрямления тока с помощью полупроводников. К этому же периоду времени относится еще одна важная работа, выполненная учениками А.Ф. Иоффе В.П. Жузе и Б.В. Курчатовым, — о собственной и примесной проводимости полупроводников.

Второе направление физических исследований в области полупроводников зародилось в те же 30-е годы в лаборатории Б.М. Вула (Физический институт АН СССР), где в основном велись работы, связанные с физикой диэлектриков. Физикой полупроводников Б.М. Вул вплотную стал заниматься в 1948 г., когда под его руководством приступили к разработке первых полупроводниковых диодов, транзисторов и элементов солнечных батарей. В 1959 г. он вместе с Н.Г. Басовым и Ю.М. Поповым опубликовал упомянутую в разделе 4.1 работу [141], посвященную исследованию генерации излучения в оптическом диапазоне с использованием полупроводников. В 1961–1965 гг. Н.Г. Басов, Б.М. Вул, О.Н. Крохин, В.С. Багаев, О.В. Богданкевич, А.З. Грасюк и др. предложили и разработали различные виды полупроводниковых лазеров [143–145, 219]. Но первые практические успехи были достигнуты не в ФИАНе, а в Физтехе в 1962 г. в работе Д.Н. Наследова, А.А. Рогачева, С.М. Рывкина и Б.В. Царенкова, которые наблюдали вынужденное излучение из диода на арсениде галлия (GaAs) [220]³⁴. Однако первый полупроводниковый лазер (на том же материале и в том же году) создал американский физик Р.Н. Холл с сотрудниками [221]. В России полупроводниковые лазеры были созданы в ФИАНе при непосредственном участии Б.М. Вула на год позже [144].

Но вернемся снова в Ленинград, где в 1950 г. физикой полупроводников начал заниматься (еще будучи студентом) Ж.И. Алферов. В 1953 г. он уже как сотрудник Физтеха (лаборатория В.М. Тучкевича, который в 1967 г. стал директором института) участвует в создании первых отечественных полупроводниковых приборов, а в 1961 г. защищает кандидатскую диссертацию по полупроводниковым выпрямителям. В 1963 г. Ж.И. Алферов изобретает двойную гетероструктуру, а в 1968 г. вместе со своими сотрудниками создает первый лазер на гетеропереходах [214]. Но об этом новом подъеме физики полупроводников в Физтехе мы более подробно расскажем в разделе 5.10, а сейчас — после этого краткого экскурса в историю российской физики полупроводников — вернемся к изложению намеченной выше программы.

5.2. Что такое полупроводники

Все хорошо знают, что такое проводники и изоляторы (диэлектрики). Первые обладают высокой электропроводностью, т.е. низким, но конечным (при любой температуре) сопротивлением электрическому току (сверхпроводники мы в этом разделе не рассматриваем, см. разделы 2.3 и 2.4). Это металлы — твердые и жидкие (ртуть), электролиты, плазма. Вторые ток не проводят (имеют очень большое омическое сопротивление). К ним относятся некоторые твердые тела (не металлы), стекла, смолы, некоторые жидкости, например вода (если она дистиллированная, а не морская), газ (если он не ионизован). Различие в электропроводности проводников и изоляторов огромно. Они могут отличаться по данному параметру в 10^{12} – 10^{23} раз.

³⁴ За фундаментальные исследования, приведшие к созданию полупроводниковых квантовых генераторов Б.М. Вулу, О.Н. Крохину, Ю.М. Попову, А.Н. Шотову, Д.Н. Наследову, С.М. Рывкину, А.А. Рогачеву и Б.В. Царенкову в 1964 г. была присуждена Ленинская премия.

Кроме проводников и диэлектриков существуют еще две группы веществ, которые занимают промежуточное положение между ними. Это полуметаллы и полупроводники. Первые по электропроводности ближе к металлам. Они так же, как металлы, являются проводниками даже при $T = 0$ К, но в отличие от металлов, обладающих высокой и слабо зависящей от температуры проводимостью (которая падает с ростом T), их проводимость невелика и заметно растет с температурой. Вторые ближе к диэлектрикам, т.е. при $T = 0$ К их проводимость равна нулю, но с повышением T она появляется и растет экспоненциально. Кроме того, полупроводник может стать проводящим и при других внешних воздействиях (электрического поля, света, давления, внесения примесей). Ниже мы будем более подробно говорить только о полупроводниках, но сначала кратко охарактеризуем все четыре упомянутые группы веществ и попытаемся понять, почему они так сильно отличаются по электропроводности, хотя все они в целом нейтральны, т.е. имеют одинаковое количество положительных и отрицательных зарядов, обеспечивающих межатомное взаимодействие (разнозарядные ионы в случае ионной связи, электроны и положительно заряженные атомы металла в случае металлической связи и т.п.).

5.3. Модельные представления

Классическая физика отвечает на поставленный вопрос следующим образом. Начнем с металлов и диэлектриков. Число положительных и отрицательных зарядов у тех и других действительно одинаково. Но в диэлектриках все они (включая электроны) связаны, так что электрическое поле может их только слегка сместить, но не может освободить. В металлах-проводниках, наоборот, даже при $T = 0$ К имеется достаточно большое количество свободных подвижных электронов (электронов проводимости), которыми обычно являются валентные электроны. В полуметаллах число свободных электронов очень мало, но все-таки достаточно для того, чтобы обеспечить небольшую электропроводность этих веществ уже при абсолютном нуле температуры. В полупроводниках все электроны при $T = 0$ К связаны, но эта связь может быть разорвана нагреванием и другими внешними воздействиями, в результате чего электропроводностью полупроводников можно управлять.

Конечно, приведенное классическое объяснение выглядит не очень убедительно, так как не отвечает на основной вопрос: а почему в одних веществах электроны связаны, а в других частично свободны?

Более адекватное объяснение дает квантовая теория энергетического спектра электронов в твердом теле — так называемая зонная теория твердых тел, построенная для кристаллов Ф. Блохом (1928 г.)³⁵ и Л. Бриллизоном (1930 г.). Согласно этой теории из-за близости атомов в кристалле волновые функции электронов соседних атомов перекрываются и дискретные уровни, характерные для свободных атомов, преобразуются в энергетические полосы (зоны). В очень элементарном изложении зонную теорию можно себе представить так.

Кристалл, содержащий N атомов, рассматривается как единая квантовомеханическая система с NZ общими электронами (Z — заряд ядра), которая описывается в так называемом одноэлектронном приближении. Согласно этому описанию электрон (точнее квазичастица с массой m^* , которая может довольно сильно отличаться от массы электрона m_e ($10^{-2}m_e < m^* < 10^2m_e$)) движется в поле периодического потенциала, создаваемого ядрами и остальными электронами. Его энергия в отличие от энергии свободного электрона (которая равна $E = p^2/2m_e$, где p — импульс) выражается многозначной функцией $E(k)$ (k — волновой вектор). Каждой ветви функции $E(k)$ соответствует полоса (зона) разрешенных энергий с различной зависимостью $E_l(k)$, где l — номер зоны. Спектр энергии электронов получают из решения стационарного уравнения Шрёдингера для волновой функции, удовлетворяющей условию пространственной периодичности (определяемой постоянной решетки кристалла) и некоторым граничным условиям.

В отличие от дискретного электронного спектра в свободном атоме (состоящего из узких уровней шириной Γ с большими промежутками между ними $\Delta E \gg \Gamma$) спектр электронов в кристалле имеет вид чередующихся полос (зон) разрешенных и запрещенных энергий. Каждый конкретный уровень атомного спектра (*всех атомов кристалла*) преобразуется в соответствующую ему разрешенную полосу, а промежуток между ним и следующим уровнем — в примыкающую к ней запрещенную полосу, которую часто называют энергетической щелью. Поскольку в кристалле содержится N атомов, то каждому уровню свободного атома соответствует $2N$ уровней в разрешенной полосе, образовавшихся из этого уровня (двойка учитывает два значения проекции спина электрона). Такое же заключение справедливо относительно всех разрешенных полос: каждая из них имеет дискретную структуру (точнее, квазидискретную) и содержит по $2N$ близких уровней. Заполнение полос электронами происходит в соответствии с принципом Паули, т.е. сначала заполняются уровни в самой нижней зоне (наиболее крепко связанными электронами атомов кристалла), а затем поочередно и все остальные разрешенные зоны (запрещенные зоны остаются без заполнения). Этот процесс продолжается вплоть до значения $E(k) = E_F$, где E_F — энергия Ферми, определяющая верхнюю границу заполнения энергетических уровней при абсолютном нуле температуры. В реальном твердом теле зоны образуются в основном только для наименее связанных в атоме электронов (например, валентных), а для более сильно связанных электронов (входящих в ионный остов), волновые функции которых не перекрываются, структура энергетических состояний остается практически такой же, как в свободном атоме (рис. 14а).

Физические свойства кристалла, в частности его электропроводность, определяются характером заполнения двух верхних разрешенных зон (валентной и зоны проводимости), расстояниями между ними (шириной запрещенной зоны в энергетических единицах) и расположением относительно них энергии Ферми. Так, случаю диэлектрика (рис. 14б) соответствует система, состоящая из нескольких заполненных разрешенных зон, последняя из которых (валентная) заполнена целиком и отделена от следующей разрешенной (но не содержащей электронов)

³⁵ Ф. Блох (вместе с Э. Парселлом) в 1952 г. был награжден Нобелевской премией по физике за открытие ядерного магнитного резонанса.

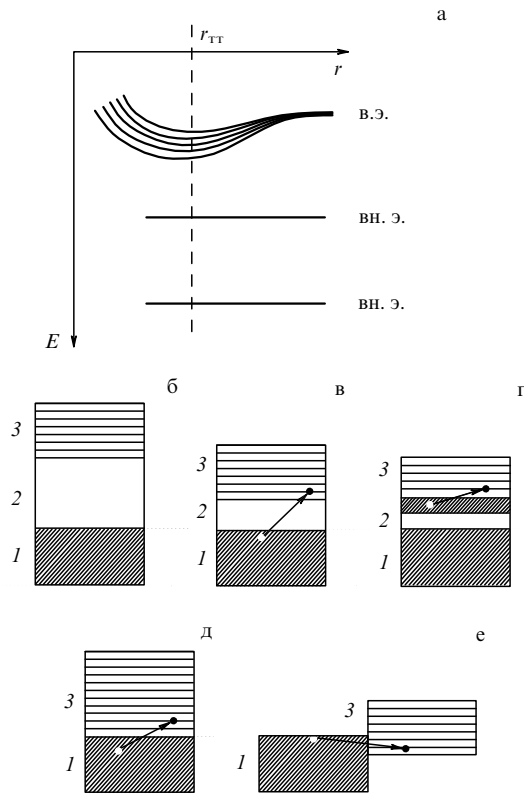


Рис. 14. Структура разрешенных и запрещенных полос в различных веществах: (а) схема образования разрешенной полосы: E — энергия уровней, r — расстояние между атомами, $r_{\text{ГТ}}$ — среднее расстояние между атомами в твердом теле, в.э. — валентный электрон, вн.э. — внутренний электрон; (б) диэлектрик: 1 — валентная зона, 2 — запрещенная зона, 3 — зона проводимости; (в) полупроводник (обозначения те же); (г) и (д) металл; (е) полуметалл.

зоны проводимости достаточно широкой (~ 7 эВ для алмаза) запрещенной полосой, непреодолимой для электронов даже при внешних воздействиях, если они не очень сильны (в очень сильном электрическом поле возможен пробой диэлектрика, сопровождающийся образованием проводящего канала, так называемого шнура).

Сходную структуру имеет и полупроводник, который, однако, в отличие от диэлектрика характеризуется более узкой (≤ 3 эВ) запрещенной полосой (рис. 14в). Такую полосу электрон может преодолеть при переключении выше внешних воздействий, включая добавление в кристалл примесей, что приводит к появлению дополнительных (разрешенных) состояний в запрещенной полосе (см. ниже).

Для металла реализуются два способа заполнения разрешенных зон. В первом валентная зона заполняется полностью, а зона проводимости частично, так что в ней остаются свободные уровни. Переходами электронов на оставшиеся незаполненными уровни и обеспечивается электропроводность (рис. 14г). Во втором способе электронов хватает только на заполнение одной валентной зоны, а зона проводимости остается незаполненной. Но обе эти зоны смыкаются между собой (без запрещенной полосы между ними, рис. 14д). В этом случае электроны также имеют возможность перейти на свободные уровни, обеспечивая электропроводность.

Для полуметалла характерно частичное перекрытие двух верхних разрешенных зон (рис. 14е), которое обеспечивает небольшую электропроводность даже при $T = 0$ К (растущую с температурой). Проводимость полуметаллов объясняется тем, что в случае перекрытия зон электрону может оказаться энергетически выгоднее не завершать заполнение нижней зоны, а перейти в верхнюю, где имеется много свободных уровней, что и обеспечивает появление электропроводности. В заключение этого раздела несколько слов об аморфных веществах, не имеющих кристаллической структуры (например, о жидкостях). Очевидно, что в них нет периодического потенциала, однако из-за близости соседних атомов также существует перекрытие волновых функций слабо связанных электронов, вследствие чего в этих веществах вместо дискретных уровней отдельных атомов также возникают разрешенные и запрещенные зоны для всего образца в целом (см. раздел 2.2).

5.4. Свойства некоторых конкретных полупроводников

Типичными однородными полупроводниками являются элементы IV группы Периодической системы Менделеева кремний (Si) и германий (Ge), а также элемент VI группы селен (Se), запрещенные зоны которых при комнатной температуре (~ 300 К) соответственно равны 1,1; 0,65 и 1,89 эВ. Однородные идеально чистые (без примесей) полупроводники, не проводящие ток при $T = 0$ К, приобретают *собственную* проводимость с повышением температуры, а также при других перечисленных выше внешних воздействиях. Собственная проводимость заключается в освобождении из заполненной валентной зоны некоторого количества электронов, которые перебрасываются в зону проводимости и становятся носителями электронной (n) проводимости. Одновременно с освобождением электронов из валентной зоны на уровнях последней возникают места, не занятые электронами, которые называются *дырками*. Поскольку нормальным состоянием валентной зоны полупроводника является заполненное, то дырка быстро захватывает один из ближайших электронов, на месте которого в свою очередь возникает дырка и т.д. Таким образом, дырка подобно электрону проводимости также как бы перемещается внутри полупроводника, являясь тем самым носителем дырочной (p) проводимости. Очевидно, что при собственной проводимости количество свободных электронов и дырок одинаково.

Если полупроводник не абсолютно чистый и однородный, а содержит примеси, то в его запрещенной зоне возникают дополнительные (примесные) энергетические уровни, расположенные очень близко либо к валентной зоне (акцепторный уровень), либо к зоне проводимости (донорный уровень).

Донорные уровни в четырехвалентном кремнии, например, возникают при добавлении к нему в качестве примеси пятивалентных элементов (фосфор P, мышьяк As, сурьма Sb). Внедрившись в кристаллическую решетку кремния с четырьмя валентными электронами у каждого атома, они сравнительно легко передают свой "лишний" (для этой решетки) пятый валентный электрон с донорного уровня в близко расположенную зону проводимости, в результате чего возникает электронная проводимость. Очевидно, что в этом механизме дырки не образуются.

Чтобы в том же кремнии возникли акцепторные уровни, к нему добавляют в качестве примеси трехвалентные элементы (бор В, алюминий Al, галлий Ga, индий In), которые, внедрившись в решетку кремния, выхватывают из близко расположенной валентной зоны полупроводника недостающие им в их новом состоянии четвертые валентные электроны, благодаря чему в валентной зоне полупроводника образуются дырки, создающие дырочную проводимость. В этом случае не возникают электроны проводимости.

Дозируя тип и количество примесей, можно получить полупроводник с заданными свойствами (легирование полупроводника). Для легирования полупроводников используются не только перечисленные выше элементы, но и многие другие и в различных сочетаниях в зависимости от требуемых свойств. Полупроводник очень чувствителен к виду и количеству примеси. При высокой концентрации примеси полупроводник может даже стать по своим свойствам подобен металлу, т.е. приобрести остаточную проводимость при $T = 0$ К, слабо зависящую от температуры.

Несколько забегаая вперед, отметим, что полупроводники с заданными свойствами получают не только методом легирования, но и путем образования двойных, тройных и еще более сложных композиций из разных элементов — так называемых гетероструктур (см. раздел 5.6).

5.5. Электронно-дырочный переход

Если полупроводник легирован в одной его части донорной примесью, а в другой акцепторной, то в нем возникает область так называемого электронно-дырочного перехода (p-n), в которой электронная проводимость (n) сменяется дырочной (p). И поскольку в n-области концентрация основных носителей заряда — электронов значительно выше концентрации неосновных носителей — дырок, а в p-области соответственно дырок гораздо больше, чем электронов, то возникает взаимная диффузия электронов в p-область, а дырок в n-область. В результате в области электронно-дырочного перехода образуется своеобразный двойной электрический слой, состоящий из положительно заряженных донорных и отрицательно заряженных акцепторных атомов с контактным электрическим полем E между ними и диффузионной разностью потенциалов U порядка 1В (рис. 15а). Возникшее поле препятствует дальнейшей диффузии основных носителей тока, которая может происходить теперь только путем преодоления потенциального барьера с помощью туннельного эффекта³⁶. При этом основные в своей области полупроводника носители тока, преодолевшие этот барьер, становятся неосновными в "чужой" области. Очевидно, что эти неосновные носители тока текут в "чужой" для них области в обратном направлении по отношению к диффузии основных для этой области носителей тока, т.е. в направлении, определяемом знаком контактного электрического поля (дрейфовый ток). В условиях теплового равновесия оба тока (диффузионный и дрей-

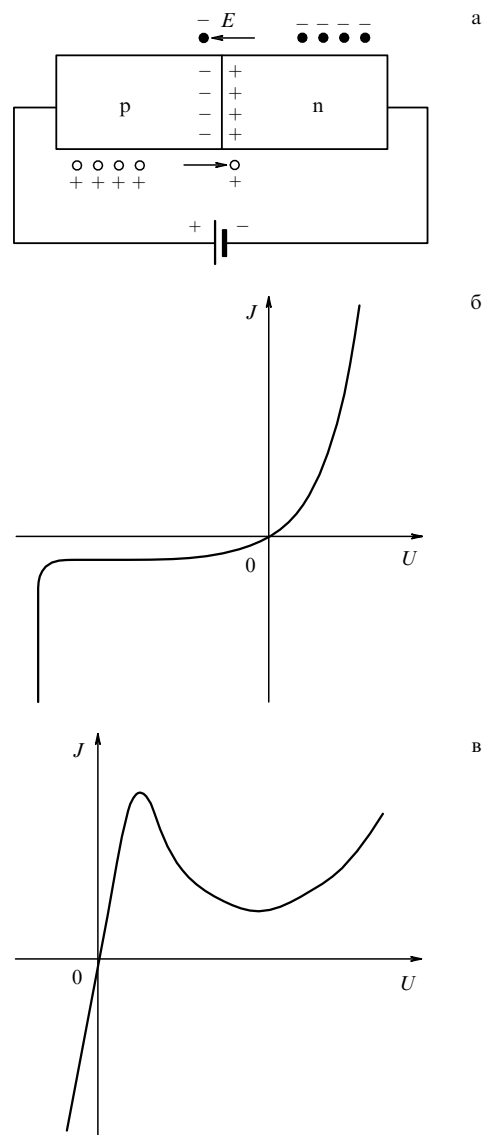


Рис. 15. Электронно-дырочный p-n-переход: (а) схема p-n-перехода; (б) вольт-амперная характеристика p-n-перехода; (в) вольт-амперная характеристика туннельного диода.

фовый) равны друг другу и полный ток, протекающий через электронно-дырочный переход, равен нулю.

Это равновесие можно нарушить, приложив внешнее электрическое поле. Если его приложить так, как показано на рис. 15а, т.е. плюсом к p-области (режим пропускания), то высота потенциального барьера уменьшится, что приведет к росту диффузии через него основных носителей тока, которые, как мы уже говорили, преодолев барьер, становятся в "чужой" для них среде неосновными. Это увеличение концентрации неосновных носителей тока называется инжекцией. Заряды инжектированных неосновных носителей тока рекомбинируют с поступающими из примесных атомов противоположными зарядами основных носителей этой среды. В результате возникает экспоненциально возрастающий ток через электронно-дырочный переход.

Если внешнее поле приложить к p-области минусом (режим запираия), то высота барьера возрастет и диффузия основных носителей резко сократится, тогда как ток неосновных носителей не изменится — его величина вообще не зависит от величины внешнего

³⁶ Туннельным эффектом (туннелированием) называется запрещенный в классической физике квантовомеханический процесс прохождения микрочастицы через потенциальный барьер, высота которого больше энергии частицы.

поля (ток насыщения). Эти особенности зависимости тока J , протекающего через электронно-дырочный переход, от приложенного напряжения U (вольт-амперная характеристика, рис. 15б) используются при конструировании полупроводниковых диодов — весьма эффективных выпрямителей переменного тока (ток в режиме пропускания в 10^5 – 10^6 раз больше, чем в режиме запираания).

Контактная разность потенциалов и ток насыщения зависят от различных внешних воздействий (теплого, механического, оптического и другого электромагнитного излучения), что позволяет использовать электронно-дырочный переход при конструировании соответствующих датчиков, а также для преобразования света в электричество в фотоумножителях и солнечных батареях. Инжекция основных носителей тока, вызывающая электролюминесценцию, используется при изготовлении светодиодов и инжекционных лазеров (см. ниже).

Одним из важнейших вариантов электронно-дырочного перехода является трехслойная структура типа $p-n-p$ или $n-p-n$, ставшая основой созданного в 1948 г. Дж. Бардиным, У. Браттейном и У. Шокли биполярного транзистора, способного подобно электронной лампе усиливать электрические сигналы (Нобелевская премия по физике 1956 г.)³⁷. Подробнее об устройстве биполярного, а также еще одного полупроводникового транзистора (так называемого полевого) и других упомянутых ранее полупроводниковых приборов см. раздел 5.7.

Рассмотренный электронно-дырочный переход, создаваемый в монокристалле полупроводника с помощью легирования его донорными и акцепторными примесями в различных сочетаниях, называют монопереходом (иногда гомопереходом). Наряду с ним электронно-дырочный переход можно реализовать в другой форме — так называемого гетероперехода, который обладает рядом преимуществ по сравнению с монопереходом. Исследование свойств гетероструктур (особенно двойных, а затем и четверных) и является одним из основных направлений деятельности Ж.И. Алферова. Итак, что же такое гетеропереход и гетероструктура?

5.6. Гетеропереход, гетероструктуры и их преимущества. Работы Алферова

Гетеропереходом называется контакт двух различных по химическому составу полупроводников с совпадающими (в идеале) типами, ориентациями и периодами кристаллических решеток, не имеющих к тому же дефектов. В качестве такой идеальной пары Ж.И. Алферов использовал в 1963 г. арсенид галлия ($GaAs$) и арсенид алюминия ($AlAs$), степень неидеальности совпадения которых не превышала 0,1%. Именно из них и был изготовлен бездефектный смешанный кристалл $AlGaAs$, использованный для создания первого лазера на гетеропереходах. Несколько позднее было установлено, что

гетеропереход может быть получен и без выполнения упомянутых выше требований к степени сходства кристаллических решеток и даже между аморфными полупроводниками. Полупроводники, образующие гетеропереход, могут иметь одинаковый тип проводимости ($p-p$ - или $n-n$ -гетеропереходы) или разные ($p-n$ -гетеропереходы). В первом случае гетеропереход называется изотипным, во втором — анизотипным. На границе гетероперехода происходит изменение свойств полупроводникового материала: структуры энергетических зон, ширины запрещенной полосы, эффективных масс носителей заряда, их подвижности и др. Композиция из различных гетеро- и монопереходов называется гетероструктурой. Комбинируя состав гетероструктуры, можно получить свойства, выгодно отличающие ее от моноструктур.

Основным преимуществом гетероструктур является эффект сверхинжекции, благодаря которому через гетеропереход проходят практически любые концентрации инжектированных носителей заряда, что очень важно для повышения эффективности полупроводниковых приборов. Предложенная Ж.И. Алферовым двойная гетероструктура $AlGaAs$ и созданные на ее основе низкопороговые полупроводниковые лазеры, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре, сыграли огромную роль (вместе с созданием в эти же 60-е годы оптического волокна с малыми потерями) в процессе рождения и бурного развития волоконно-оптических систем связи.

В 1970 г. на основе гетероструктур были созданы солнечные батареи, промышленное производство которых позволило оснастить ими космические спутники и орбитальную станцию "Мир". Полупроводники на основе гетероструктур используются для считывания информации с лазерных дисков, гетероструктурные транзисторы стоят внутри каждого сотового телефона и т.д., и т.п. Подробнее о гетеропереходе, гетероструктурах и их применении, а также о гетеролазере можно прочитать в достаточно популярно написанных статьях Ж.И. Алферова и сотрудников [222–225], обзорном докладе Ж.И. Алферова на Международной конференции в Будапеште [226], его статье в журнале [227] и популярных статьях в сборниках [228–231]. Наиболее полно научные публикации Ж.И. Алферова и сотрудников, которые могут заинтересовать специалистов в данной области, приведены в Нобелевской лекции [217].

Помимо эффективного решения многих практически важных технических задач, научные исследования свойств двойных гетероструктур привели к открытию новой интересной области физики. Двойная гетероструктура с расстоянием между слоями, сравнимым с длиной волны де-Бройля для электрона, позволяет экспериментально анализировать квантовомеханические задачи, относящиеся к свойствам низкоразмерного электронного газа (подробнее см. раздел 5.10).

5.7. Принципы конструкции некоторых полупроводниковых приборов

В этом разделе мы для экономии объема статьи поступим так же, как в разделе 4.6, где описывали применение лазеров, т.е. ограничимся только краткими сведениями о конструкции и принципе действия полупроводниковых приборов, сделав исключение лишь для нескольких из них.

³⁷ Любопытно отметить, что Дж. Бардин — дважды лауреат Нобелевской премии по физике (вторую, как мы уже говорили выше, он получил в 1972 г. вместе с Л. Купером и Дж. Шриффером за создание микроскопической теории сверхпроводимости). Это редкий случай! Мы знаем только еще двух дважды лауреатов — М. Склодовскую-Кюри и Л. Полинга. Но у М. Склодовской-Кюри одна премия по физике, а другая по химии, а у Л. Полинга — одна по химии, а другая — премия мира.

5.7.1. Полупроводниковый диод. Полупроводниковым диодом называется прибор с одним р–п-переходом и двумя выводами. Существует несколько типов полупроводниковых диодов: выпрямительные, импульсные (для детектирования высокочастотных токов), стабилитроны и стабилитроны (для стабилизации напряжения), варикапы (играющие роль переменной емкости) и туннельные диоды, используемые в усилителях и генераторах СВЧ-диапазона.

Все перечисленные применения полупроводниковых диодов легко объясняются особенностями соответствующих вольт-амперных характеристик (ВАХ). Для диодов первых четырех типов она аналогична приведенной на рис. 15б ВАХ р–п-перехода. При $U < 0$ — режим запирания: плюс у n-области, а минус у р (рис. 15а), ток через диод практически не идет (кроме небольшого обратного тока, создаваемого неосновными носителями). При $U > 0$ — режим пропускания: плюс у р-, а минус у n-области, ток, наоборот, резко возрастает, как только приложенный потенциал превысит диффузионный потенциал р–п-перехода ($\sim 0,2$ В для Ge и $\sim 0,7$ В для Si). Это и обеспечивает сильный выпрямительный (и детектирующий) эффект.

В стабилитронах, применяемых для стабилизации малых напряжений (до 1 В), используется правая часть ВАХ, где большому изменению тока соответствует очень малое изменение напряжения. Для стабилизации более высоких напряжений (от единиц до десятков вольт) применяются стабилитроны. Они работают при обратном включении; когда достигается напряжение стабилизации, ток через диод резко возрастает. После снятия напряжения переход восстанавливается. Особенностью варикапа (варактора) является зависимость его емкости от приложенного напряжения, в связи с чем он используется как переменная емкость (0,01–100 пФ). Туннельный диод характеризуется очень малой толщиной запирающего слоя (5–15 нм), через который электроны проходят вследствие туннельного эффекта. ВАХ туннельного диода имеет специфическую N-образную форму (рис. 15в), содержащую область отрицательного наклона при прямом напряжении (область "отрицательного сопротивления"). Подобный характер ВАХ дает возможность применять туннельные диоды в усилителях и генераторах СВЧ-диапазона.

5.7.2. Светодиод. Прибор, создающий световое излучение под действием проходящего через него тока, называется светодиодом. Механизм возникновения свечения — инжекционная электролюминесценция, сущность которой заключается в том, что атомы полупроводника под действием тока переходят в возбужденное метастабильное состояние с последующим высвечиванием при переходе в основное состояние. Обычно светодиоды изготавливаются из арсенида галлия и фосфата галлия (GaAs, GaP), а также из других полупроводников более сложного состава. В зависимости от состава полупроводника светодиоды могут испускать красное, желтое, зеленое и синее свечение. По конструкции они бывают либо точечными, которые широко используются в технических и бытовых приборах, либо мозаичными, состоящими из нескольких десятков (или сотен) светодиодов различной формы с независимым включением каждого или определенного сочетания из них. Таким способом можно "нарисовать" практически любое

светящееся изображение изменяющегося содержания (цифровой или буквенный текст, рекламную картинку и т.п.). Легко сообразить, например, что для изображения любой цифры от нуля до девяти достаточно мозаики, состоящей из семи продолговатых светодиодов, расположенных в виде стилизованной восьмерки. Такие светящиеся цифры можно видеть на дисплеях калькуляторов и циферблатах электронных часов и весов.

5.7.3. Биполярный транзистор. Биполярным транзистором называется трехслойная полупроводниковая структура типа р–п–р (если ее средней областью — базой Б является полупроводник n-типа) или n–р–п (если базой служит полупроводник р-типа). Крайние области структуры называются эмиттером Э и коллектором К (рис. 16). Основными носителями тока эмиттерного р–п-перехода в транзисторах n–р–п-типа являются электроны, а в транзисторах р–п–р-типа — дырки. В обоих случаях они испускаются из эмиттера, проходят базу и собираются коллектором.

На рисунке 16а,б показаны схемы устройства, обозначения и полярность включения биполярных транзисторов типов р–п–р и n–р–п соответственно. Из

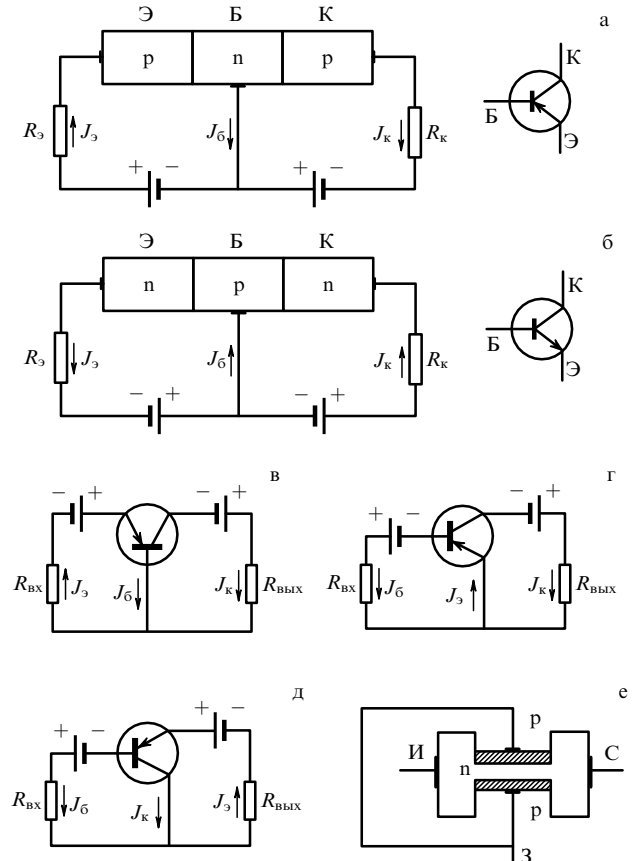


Рис. 16. Схема устройства и включения транзисторов: (а) биполярный транзистор р–п–р-типа: Э — эмиттер, Б — база, К — коллектор, R_3 и $R_к$ — резисторы; (б) биполярный транзистор n–р–п-типа; (в–д) схемы включения биполярного транзистора р–п–р-типа с общей базой (ОБ), общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК) соответственно: $R_{вх}$ и $R_{вых}$ — входные и выходные сопротивления; (е) схема униполярного транзистора: И — исток, n — пластина n-типа, p — область p-типа, С — сток, З — затвор.

рисунков видно, что к эмиттеру транзисторов $p-n-p$ -типа подключается положительный потенциал, а транзисторов $n-p-n$ -типа — отрицательный, которые обеспечивают режим пропускания основных носителей тока из эмиттера в базу (дырок в случае $p-n-p$ - и электронов в случае $n-p-n$ -типа). К коллектору K в обоих случаях подводится потенциал, противоположный потенциалу эмиттера и в десятки раз больший, являющийся потенциалом запирающего для $p-n$ -перехода самого коллектора. Однако для основных носителей $p-n$ -перехода эмиттера, попавших из него в базу, этот обратный потенциал является прямым. База, разделяющая эмиттер и коллектор, имеет толщину в десятки доли микрона. При этом потенциал коллектора гораздо больше, чем потенциал базы. В результате подавляющая часть эмиттерного тока ($\sim 99\%$) протекает непосредственно в коллектор, а в цепь эмиттер–база ответвляется лишь небольшая его доля ($\sim 1\%$). Следует отметить, что только наличие малого базового тока (переход эмиттер–база открыт) позволяет течь коллекторному току: если соединить эмиттер и базу, то не будет ни эмиттерного, ни коллекторного тока (кроме малого ($\sim 1-10$ мкА) обратного тока коллектора). Этот неконтролируемый ток крайне "вреден" для работы транзистора, так как сильно зависит от температуры $p-n$ -перехода.

Для ограничения тока в цепи эмиттера стоит резистор (сопротивление) R_3 . Выходное напряжение можно снимать с резистора R_k , стоящего в цепи коллектора. Подключение транзисторов, изображенное на рис. 16а, б, называется схемой включения с общей базой (ОБ). Кроме нее используются схемы с общим эмиттером (ОЭ) и общим коллектором (ОК). На рисунке 16в–д все три схемы показаны в условных обозначениях для случая транзистора $p-n-p$ -типа. (Очевидно, что при использовании транзистора $n-p-n$ -типа полярность подключаемого потенциала должна быть изменена на противоположную.)

Основной характеристикой каждой из приведенных схем включения транзистора является отношение приращений выходного и входного токов, которое называется коэффициентом передачи тока. Из рисунка 16а видно, что коэффициент передачи тока для схемы с ОБ меньше единицы, так как эмиттерный ток больше коллекторного из-за упомянутого выше ответвления небольшой части эмиттерного тока в цепь эмиттер–база. Для схем с ОЭ и ОК по той же причине (малость тока базы, который в этих схемах является входным) коэффициент передачи тока больше единицы и может быть от десятков до сотен. Таким образом, схема с ОБ не может быть использована для усиления тока, но с ее помощью можно усилить напряжение, если сделать выходное сопротивление (в цепи коллектора) больше входного (в цепи эмиттера). Схема с ОБ в основном применяется в генераторах. Что касается схем с ОЭ и ОК, то в первой обычно используется $R_{вх} \sim R_{вых}$, что позволяет получать усиление и по току, и по напряжению, а во второй — $R_{вх} \gg R_{вых}$, благодаря чему с ее помощью можно усилить только ток. Достоинством схемы с ОК (так называемый эмиттерный повторитель) является большое входное и малое выходное сопротивление. Это позволяет использовать ее в качестве согласующего каскада между устройствами с большим входным и малым выходным сопротивлениями.

5.7.4. Униполярный, или канальный, или полевой транзистор. В отличие от биполярного транзистора (название подчеркивает наличие двух $p-n$ -переходов контактов с различными типами проводимости), в униполярном транзисторе используется один $p-n$ -переход (о происхождении второго и третьего названий см. ниже). Существуют два типа униполярных транзисторов: с управляющим $p-n$ -переходом и с изолированным затвором. На рисунке 16е изображена схема устройства униполярного транзистора с управляющим $p-n$ -переходом. В этом случае основой устройства является полупроводниковая пластина n -типа с двумя выводами на концах: I — исток и C — сток. На верхней и нижней сторонах пластины расположены две области p -типа, на границах которых с n -пластиной из-за $p-n$ -перехода возникают обедненные основными носителями (электронами в n - и дырками в p -области). Если источник питания подсоединить минусом к истоку, а плюсом к стоку, то электроны будут двигаться в канале (отсюда второе название транзистора) между обедненными слоями от истока к стоку.

Потоком электронов можно управлять с помощью подсоединенного к p -областям затвора Z , на который подается отрицательный потенциал относительно истока. Очевидно, что с ростом отрицательного потенциала на затворе обедненные слои будут расширяться, что приведет к сужению канала и уменьшению тока. При некотором достаточно большом отрицательном потенциале на затворе (напряжение отсечки) ток через канал прекращается совсем. Таким образом, величиной тока через униполярный (канальный) транзистор управляет электрическое поле, в связи с чем он еще называется и полевым (в этом большое его сходство с электронной лампой).

Заметим, что кроме рассмотренного на рис. 16е полевого транзистора, основанного на использовании полупроводниковой пластины n -типа, существуют симметричные по устройству полевые транзисторы с полупроводниковыми пластинами p -типа. Естественно, что в них $p-n$ -переходы образуются за счет формирования на поверхности p -пластины n -областей и все потенциалы должны иметь противоположные знаки. Основным достоинством полевых транзисторов с управляемым $p-n$ -переходом является большое входное сопротивление, т.е. очень малые входные токи.

Другой тип полевого транзистора (с изолированным затвором) отличается от рассмотренного полевого транзистора с управляемым $p-n$ -переходом наличием тонкого слоя диэлектрика между затвором и полупроводниковым каналом. В связи с этим управление каналом производится только напряжением на затворе (при токе затвора, равным нулю). Очевидно, что в этом случае входное сопротивление будет еще выше, чем в случае полевого транзистора с управляемым $p-n$ -переходом. Можно сказать, что оно "бесконечно велико", т.е. просто равно сопротивлению изоляции. В связи с этим электрические свойства полевого транзистора с изолированным затвором лучше, чем у полевого транзистора с управляемым $p-n$ -переходом.

Изобретение миниатюрных транзисторов, заменивших громоздкие, хрупкие, вакуумированные, конструктивно сложные электронные лампы при конструировании бытовой радио- и телевизионной аппаратуры, электронных вычислительных машин и других приборов,

привело не только к минимизации их размеров и массы, но и к значительному снижению потребляемых напряжения, тока и мощности.

Изобретение полевого транзистора, который потребляет энергию только в момент работы ("бесконечное" входное сопротивление), позволило во многих случаях отказаться от выключателя питания (вспомните, например, пульты дистанционного управления телевизором, магнитофоном). Они "всегда готовы" к работе, их не надо включать. Дальнейший прогресс техники конструирования микроминиатюрных транзисторов привел в конце концов к созданию интегральных схем (см. раздел 5.7.7), содержащих на одной полупроводниковой матрице небольших размеров десятки тысяч транзисторов. Вместе с тем транзисторы используются и в сильноточной технике, например для включения и выключения больших токов (вместо рубильников и электромагнитных реле).

5.7.5. Тиристоры. Более удобно управлять сильными токами (≥ 10 А) с помощью специальных многослойных полупроводниковых приборов с чередующимися слоями с электронной и дырочной проводимостью, которые называются тиристорами. На рисунке 17 показана схема устройства четырехслойного тиристора с тремя р-п-переходами Π_1 , Π_2 и Π_3 , двумя выводами А — анод и К — катод и управляющим электродом УЭ. (Тиристоры с управляющим электродом УЭ иногда называют тринисторами, а без него — динисторами.) Внешнее напряжение прикладывается плюсом к аноду А и минусом к катоду К. В результате переходы Π_1 и Π_3 оказываются смещенными в прямом (открытом) направлении, а переход Π_2 в обратном (закрытом) и через запертый тиристор течет лишь небольшой ток. При увеличении внешнего напряжения ток вначале практически не изменяется, однако когда оно достигает некоторого достаточно большого значения, которое называется напряжением включения, переход Π_2 пробивается и ток через тиристор резко возрастает. При снижении напряжения переход Π_2 восстанавливается, возвращаясь в прежнее слабо проводящее состояние. Напряжение включения можно снизить, подав на УЭ положительный потенциал относительно катода.

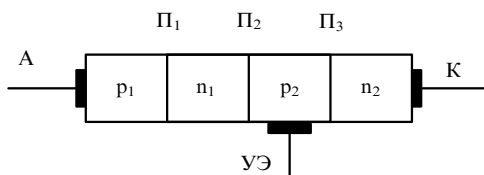


Рис. 17. Схема устройства четырехслойного тиристора: А — анод, p_1 , n_1 , p_2 и n_2 — слои с чередующейся дырочной (р) и электронной (n) проводимостью, Π_1 , Π_2 , Π_3 — (р-п)-переходы, К — катод, УЭ — управляющий электрод.

Кроме четырехслойных тиристоров существуют и пятислойные (симисторы), которые позволяют обеспечивать коммутацию токов в обоих направлениях.

5.7.6. Фотоэлектронные приборы и оптроны. Полупроводниковые приборы, работа которых управляется светом, называются фотоэлектронными. Работа фотоэлектронных приборов основана на явлении фотоэффекта (внут-

реннего и внешнего). Внутренний фотоэффект заключается в переводе электронов полупроводника на более высокие уровни (в зону проводимости), внешний — в фотоэлектронной эмиссии, т.е. в выбрасывании электронов за пределы его поверхности.

Существует много полупроводниковых фотоэлектронных приборов, отличающихся по назначению. Это фоторезисторы, сопротивление которых изменяется под действием светового излучения; фотодиоды, создающие под действием света ЭДС (самое известное применение которых — это солнечные батареи); фототранзисторы, конструкция которых отличается от конструкции обычного транзистора, включенного по схеме с ОЭ, наличием окна для освещения базы; фототиристоры, в которых роль управляющего электрода УЭ (см. рис. 17) играет окно, сделанное в том же месте.

Комбинация любого из перечисленных фотоэлектронных приборов, управляемых светом, со светодиодом, который, наоборот, вырабатывает свет, называется оптроном. В оптроне свет, вырабатываемый светодиодом, направляется в окно фотоэлектронного прибора и управляет его работой. Таким образом, оптрон позволяет осуществлять передачу тока с помощью одной только оптической связи, без гальванической (так сказать, "без проводов").

5.8. Интегральные микросхемы

Выше мы говорили, что изобретение транзисторов, заменивших электронные лампы, привело к заметному уменьшению габаритов, массы электронной аппаратуры и потребляемой ею мощности. Однако усложнение задач, которые стала решать во второй половине прошлого столетия наука, промышленность, атомная энергетика, военная, ракетная и космическая техника, а также бурное развитие электронно-оптической связи, сети Интернет, бытовой электроники и др., потребовало значительного усложнения электронной аппаратуры и, в частности, создания новых поколений ЭВМ. Чтобы эта сложная электроника не стала недопустимо громоздкой и неэкономичной, потребовалась дальнейшая микроминиатюризация ее элементов, которая привела в конце 50-х годов к созданию интегральных микросхем (или, короче, интегральных схем, еще короче, ИС) и рождению микроэлектроники.

Интегральными схемами называются устройства, представляющие собой небольшие пластины, изготовленные обычно из полупроводника (чаще всего из кристаллов кремния)³⁸ с размещенными на них в большом количестве электронными микроприборами. Изобретение и начавшееся вскоре (в начале 60-х годов) серийное производство ИС стало возможно в результате успехов технологии производства сверхминиатюрных транзисторов. Такие микротранзисторы размером ~ 1 мкм изготавливаются путем нанесения на пластину полупроводника мельчайших капелек донорных или акцепторных примесей. Соединение между ними осуществляется напылением тончайших и очень узких (~ 1 мкм) металлических полосочек, по которым текут микротоки. Еще более узкие или тонкие места в них являются естествен-

³⁸ Для повышения быстродействия ИС их иногда изготавливают не только на базе кремния, но и из других полупроводников, например GaAs, который отличается большей подвижностью носителей заряда.

ными резисторами. В нужных местах тем или иным способом вносят микроскопические конденсаторы, диоды и др. микроприборы. Описанная выше система внутренних линий связи называется электрической. Кроме нее система внутренних связей может быть оптической, магнитной и др.

По числу содержащихся в них микроприборов ИС делятся на малые (изобретенные в конце 50-х годов), средние (60-е годы), большие (70-е годы) и сверхбольшие (вторая половина 70-х годов). Малые ИС (МИС) содержат их несколько десятков, средние (СИС) $\sim 10^3$, большие (БИС) 3×10^4 , сверхбольшие (СБИС) $\sim 10^6$. (О современном состоянии вопроса с ИС см. заключение.) Вследствие очень малых размеров электронных микроприборов их концентрация может достигать 10^4 на 1 мм^3 .

ИС без корпуса и выводов, так называемый чип (буквально, кусок кристалла), имеет очень небольшие объем ($0,2\text{--}50 \text{ мм}^3$) и массу ($0,5\text{--}50 \text{ мг}$) и может непосредственно устанавливаться в аппаратуру или применяется в качестве одного из базовых элементов для автоматического формирования СБИС (см. ниже)³⁹. Чип, заключенный в специальный корпус с несколькими выводами, используется для решения определенной функциональной задачи, под которую данная интегральная схема была спроектирована. Для решения другой функциональной задачи создается другая ИС, для третьей — третья и т. д. Общая задача создания той или иной конкретной аппаратуры решается с помощью комбинации различных функциональных схем.

Естественно, что технология производства ИС очень сложна. Она включает в себя микролитографию, выращивание тонких пленок металлов и полупроводников, травление, введение примесей и другие физико-химические процессы. Все эти процессы проводятся автоматически на специальных поточных линиях. Более того, даже само проектирование ИС осуществляется с помощью специальных автоматических систем, которые позволяют формировать СБИС для конкретной задачи из различных стандартных базовых элементов — чипов, соединяемых между собой специальными внутренними связями.

Подробнее об устройстве и применении ИС, а также о проблемах, которые возникают при их усовершенствовании, можно прочитать в обзоре Дж. Мейндла [232] и двух статьях В.Ф. Дорфмана [233, 234].

5.9. Полупроводниковый лазер

Прежде чем рассказать об особенностях устройства, специфике работы и достоинствах полупроводникового лазера, напомним (см. раздел 5.1) о пионерских исследованиях этого вопроса в России, результаты которых опубликованы в [141, 143–145, 219]. Что касается специфики работы полупроводникового лазера, то ее проще всего понять, вспомнив общий принцип действия описанных выше лазеров, в которых используются квантовые переходы между электронными уровнями атомов, молекул и ионов.

Как было рассказано в разделе 4.2, он заключается в вынужденном испускании направленного когерентного

светового излучения (включая инфракрасную и ультрафиолетовую области спектра) активной средой, размещенной внутри оптического резонатора и переведенной с помощью накачки в инверсное состояние. При этом, поскольку коэффициент квантового оптического усиления в описанных выше лазерах невелик ($0,5\text{--}0,7 \text{ см}^{-1}$), то размеры их активной среды и резонатора должны быть довольно значительны, чтобы обеспечить большой путь для резонансной волны, инициирующей вынужденное излучение инвертированных атомов (до $\sim 20 \text{ см}$ у рубинового лазера).

В полупроводниковом лазере в отличие от упомянутых используются квантовые переходы не между дискретными уровнями энергии, а между разрешенными энергетическими зонами и инверсия населенности возникает вблизи "дна" зоны проводимости и "потолка" валентной зоны, так что длина волны лазерного излучения равна

$$\lambda = \frac{hc}{E_g}, \quad (63)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны (см. раздел 5.3). А поскольку E_g для разных полупроводников колеблется в широких пределах, то спектральный диапазон полупроводниковых лазеров тоже очень широк. Он простирается от ультрафиолетовой до далекой инфракрасной области ($0,3 \leq \lambda \leq 45 \text{ мкм}$). И это является одним из важных преимуществ полупроводникового лазера. Второе его преимущество связано с очень большой величиной ($\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) квантового оптического усиления, в связи с чем длина резонатора может составлять всего от нескольких микрон до нескольких сотен микрон (обычно $200\text{--}300 \text{ мкм}$), а значит, и сам полупроводниковый лазер тоже получается очень миниатюрным.

Другими его преимуществами являются: высокий КПД (до 90%), малая инерционность ($\sim 10^{-9} \text{ с}$), низковольтность питания ($1\text{--}3 \text{ В}$) и долговечность (~ 10 лет). Наконец, еще одно преимущество полупроводникового лазера — возможность плавной спектральной перестройки испускаемого излучения, причем, модулируя ток накачки, можно сделать излучение модулированным по частоте. Такие возможности связаны с тем, что согласно (63) длина волны лазерного излучения однозначно связана с шириной запрещенной зоны, которая зависит от температуры, давления, напряженности магнитного поля и др. (см. раздел 5.3).

Конструктивно полупроводниковый лазер представляет собой активный элемент из полупроводникового монокристалла, собственно активная часть которого очень невелика ($10^{-11}\text{--}10^{-10} \text{ см}^3$). Оптическим резонатором служат торцевые зеркальные грани кристалла либо специальные внешние отражатели. В качестве механизмов накачки могут использоваться бомбардировка быстрыми электронами, световое воздействие, электрический пробой. Однако наиболее распространен механизм накачки с использованием инъекции избыточных носителей заряда через p–n-переход или гетеропереход (инжекционный лазер, рис. 18).

Схема работы инжекционного лазера изображена на рис. 18а. Инжекция происходит под действием электрического поля — при подаче обратного смещения на p–n-переход. При этом в зону проводимости поступают избыточные электроны, а в валентную зону — дырки. В

³⁹ Согласно эмпирическому закону Мура количество микроприборов (например, транзисторов), которые можно разместить в одном чипе, удваивается каждые 1,5 года.

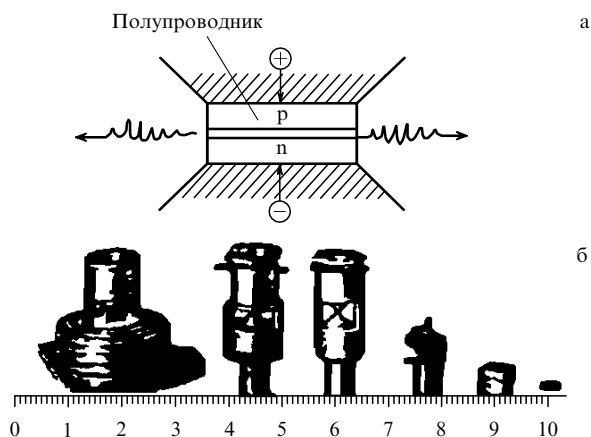


Рис. 18. Инжекционные полупроводниковые лазеры: (а) схема устройства: р — р-область полупроводника, n — n-область полупроводника, кружок с минусом — электрон, с плюсом — дырка; (б) фотография образцов.

результате процесса релаксации (столкновение электронов между собой или с фононами) электроны быстро спускаются к нижней границе зоны проводимости, а дырки поднимаются к верхней границе валентной зоны (потому что релаксация нижней дырки заключается в "заполнении" ее выше расположенным электроном, на месте которого "открывается" новая дырка и т.д.). Поскольку процессы релаксации происходят быстро, то излучение начинается только после того, как электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне займут свои места на границах этих зон, так что излучаемый квант получит энергию, в точности равную разности энергий, соответствующих этим границам, т.е. ширине запрещенной зоны (рис. 12г).

Важнейший тип инжекционных лазеров — гетеролазер, работающий на гетеропереходах между полупроводниковыми материалами с различными электрическими и оптическими свойствами. Гетеролазеры отличаются низким пороговым током генерации при комнатной температуре (~ 300 К), высоким КПД и возможностью получения широкого диапазона излучаемых частот за счет использования различных полупроводниковых материалов. Эти качества, а также быстрое действие, миниатюрность, экономичность и долговечность сделали инжекционные гетеролазеры совершенно незаменимыми при использовании их в волоконно-оптических системах для оптической связи. Другая область применения инжекционных гетеролазеров — лазерные системы памяти (звуковые и видеокомпакт-диски с так называемой "оптической иглой"), спектроскопия, лазерное проекционное телевидение, различные следящие и сторожащие приборы и т.п. На рисунке 18б приведена фотография нескольких образцов инжекционных лазеров, о размерах которых можно судить по приведенной внизу масштабной линейке.

5.10. Новая квантовая физика полупроводников

В конце статьи мы все-таки хотя бы кратко напишем о человеке, которому сначала хотели посвятить ее целиком, т.е. о Ж.И. Алферове и его роли в развитии современной физики полупроводников [235].

Ж.И. Алферов родился 15.03.1930 г. и уже в 1950 г., еще будучи студентом третьего курса Ленинградского

электротехнического института (ЛЭТИ), начал исследовать свойства полупроводников. По окончании ЛЭТИ был приглашен В.М. Тучкевичем в свою лабораторию Физико-технического института, где сразу же принял участие в создании современной полупроводниковой электроники: первых советских транзисторов, фотодиодов и силовых германиевых и кремниевых выпрямителей. Научная квалификация молодого физика быстро росла. В 1960 г. он уже был участником международной конференции по физике полупроводников, а в 1961 г. защитил диссертацию на тему о силовых полупроводниковых выпрямителях. В эти же годы при его участии были созданы полупроводниковые устройства для атомных подводных лодок.

Началом деятельности Ж.И. Алферова в новом направлении, которое вскоре стало определять развитие современной физики полупроводников, является 1962 г., когда он сразу после опубликования работы Холла [221] о полупроводниковом лазере на основе р-n-монокристалла арсенида галлия предложил использовать в лазерах двойную гетероструктуру и начал исследовать возможность ее создания. Это оказалось далеко не тривиальной задачей из-за необходимости получения идеального гетероперехода без дефектов на границе раздела. Такой близкий к идеальному гетеропереход AlGaAs Ж.И. Алферову с сотрудниками удалось создать к 1967 г. методом жидкостной эпитаксии⁴⁰.

Как мы уже писали в разделе 5.6, в качестве исходных составляющих для этой сложной гетероструктуры были использованы два очень близкие по свойствам вещества: арсенид галлия GaAs и арсенид алюминия AlAs, которые имеют практически совпадающие периоды кристаллических решеток и коэффициенты теплового расширения.

Результатом проведенных исследований электрических и оптических свойств гетероструктур было обнаружение предсказанного Ж.И. Алферовым и сотрудниками эффекта сверхинжекции, который характеризуется повышенной плотностью носителей заряда в узкой запрещенной зоне активного вещества, находящегося между двумя гетеропереходами. Группой Ж.И. Алферова были предсказаны и открыты также два новых эффекта, обеспечивающих локализацию носителей в слое узкозонного полупроводника (эффект электронного ограничения) и волновую локализацию электромагнитных волн (эффект оптического ограничения). Сделанные открытия позволили использовать новые эффективные методы управления движением носителей заряда и световыми потоками.

Создание идеальных гетероструктур и исследование их свойств дали возможность построить в конце 60-х — начале 70-х годов серию высокоэффективных полупроводниковых приборов (фотодиоды, солнечные элементы, светодиоды и др.), включая гетеролазеры с низким порогом генерации и непрерывным режимом работы при комнатной температуре.

В это же время (начало 70-х годов) Ж.И. Алферов с сотрудниками разработали и создали четверные гетероструктуры, например InGaAsP, что позволило увеличить

⁴⁰ Эпитаксией в химии называется ориентированный рост одного кристалла на поверхности другого (подложки). Эпитаксия широко используется в квантовой электронике (многослойные гетероструктуры, инжекционные лазеры) и микроэлектронике (интегральные схемы, транзисторы, светодиоды и др.).

диапазон излучения гетеролазеров и широко применять их в оптоволоконных линиях связи. Одновременно велась работа по созданию высокоэффективных и надежных элементов для солнечных батарей. По существу группой Ж.И. Алферова была создана новая область физики полупроводников, из недр которой выросли и волоконно-оптическая связь, и считывание информации с лазерных дисков, и солнечные батареи, и современные "мобильники", и гетеролазеры.

Деятельность Ж.И. Алферова в области гетероструктур не только имела огромное практическое значение, но и позволила по-новому подойти к решению некоторых достаточно экзотических квантовомеханических задач. Как мы уже говорили в разделе 5.6, двойная гетероструктура с очень малым расстоянием δ между слоями ($\delta \simeq \lambda_e$, где λ_e — де-бройлевская длина волны электрона) позволяет ставить и экспериментально решать новые квантовомеханические задачи, относящиеся к свойствам низкоразмерного электронного газа. В отличие от обычного электронного газа, который движется в металлах и полупроводниках во всех направлениях трехмерного пространства, с помощью специально подобранных гетероструктур электронный газ можно частично или полностью окружить своеобразным энергетическим барьером, который снизит размерность области существования и перемещения электронного газа с трех измерений до двух ("квантовая яма"), до одного ("квантовая проволока") и даже до нуля ("квантовая точка").

Наглядно двумерную область существования электронного газа ("квантовую яму") можно себе представить в виде тонкой плоской пластинки из узкозонного полупроводника (т.е. из полупроводника с узкой запрещенной зоной), ограниченной с обеих сторон широкозонным полупроводником. Выше мы говорили, что ширина запрещенной зоны определяет вероятность ее преодоления электроном: чем больше ширина, тем меньше вероятность. Поэтому описанная выше конструкция и представляет собой своеобразный двухсторонний плоский барьер, ограничивающий движение электронов двумя измерениями ("в плоскости")⁴¹.

Очевидно, что вырезав из этой "плоскости" очень узкую полоску и ограничив образовавшиеся у полоски "ребра" широкозонным полупроводником, мы получим "квантовую проволоку". А если удастся внедрить очень небольшую порцию (с поперечником $\sim 10^{-7}$ см) узкозонного полупроводника внутрь широкозонного, то получится "квантовая точка". И совершенно очевидно, что в связи с появлением описанных ограничений размерности электронного газа у него появятся новые квантовые свойства.

По определению Ж.И. Алферова "квантовая точка" — это кластер из $10-10^3$ "узкозонных" атомов в широкозонной полупроводниковой матрице, который подобно свободному атому имеет дискретную структуру уровней ("искусственный атом"). Технологию выращивания мельчайших кластеров внутри другого полупроводника Ж.И. Алферов с сотрудниками разработали в 90-е годы. Такие микрокластеры хорошо сопрягаются с кристаллической решеткой основного полупроводника

даже при разных периодах решетки обоих полупроводников.

Более подробно с современными методами формирования квантовых точек в процессе эпитаксии можно познакомиться в заметке [236] и статье П. Саттера [237]. О применении гетероструктур с квантовыми точками для создания вертикально излучающих лазеров см. доклад В.М. Устинова и др. [238], сделанный на сессии Отделения общей физики и астрономии РАН. Там же в докладе И.П. Крестникова и др. [239] рассказано о гетероструктурах на основе нитридов третьей группы (технология, свойства) и использовании их для создания светоизлучающих приборов. В авторский коллектив обоих докладов входит Ж.И. Алферов.

Результаты исследования "квантовых точек", созданных в гетероструктурах в процессе их выращивания, позволяют надеяться на резкое увеличение коэффициента усиления лазера и снижение порога генерации. Возможно, что "квантовые точки" найдут применение и при усовершенствовании других полупроводниковых приборов.

Успешная деятельность Ж.И. Алферова в области физики полупроводников была достойно отмечена отечественной и зарубежной научной общественностью. В 1972 г. Ж.И. Алферова избрали членом-корреспондентом АН СССР и профессором ЛЭТИ, в 1973 г. он возглавил лабораторию в Физтехе, в 1979 г. его избрали академиком АН СССР, в 1987 г. — директором Физтеха, а в 1990 г. — вице-президентом Академии наук.

Ж.И. Алферов — член нескольких зарубежных академий (в том числе двух академий США) и почетный доктор многих университетов, лауреат ряда международных, отечественных и иностранных премий, в том числе Государственной премии Российской Федерации 2001 г. Его кандидатура на Нобелевскую премию была выбрана Нобелевским комитетом из 300 предложенных [240].

6. Заключение

На протяжении этой статьи мы рассмотрели пять направлений общей физики, выбранных нами в соответствии с тематикой, которой в свое время занимались (а Ж.И. Алферов продолжает заниматься и сейчас) российские физики — лауреаты Нобелевской премии (и, разумеется, не только они). Это — сверхтекучесть, сверхпроводимость, излучение Вавилова–Черенкова и родственные процессы, квантовая электроника (мазеры и лазеры), физика полупроводников.

В настоящем коротком разделе мы в качестве заключения постараемся перечислить наиболее выдающиеся результаты, полученные в этих направлениях в последнее время, а также рассказать о надеждах, которыми живут физики, заглядывающие в будущее ("голубые мечты"). Заметим, что проще всего нам было бы заключение не писать, а порекомендовать читателю посмотреть соответствующие пункты из "списка" проблем, рассмотренных в совсем недавно (и очень своевременно для нас) опубликованной статье В.Л. Гинзбурга [241], посвященной успехам в физике (во всей!) и астрономии за 1999–2001 годы. Однако поскольку в статье [241] этих проблем насчитывается 30, а мы из них рассмотрели только пять, то для удобства читателя необходимую выборку из [241] мы сделаем сами, чуть-

⁴¹ "Ямой" эту "плоскость", вероятно, называют потому, что электроны не могут оттуда выбраться.

чуть дополнив ее некоторыми подробностями и назвав, там где они есть, "голубые мечты".

Итак, перечислим наиболее впечатляющие, на наш взгляд, достижения в каждом из рассмотренных пяти направлений общей физики в том же порядке, в каком мы о них рассказывали выше.

1. В разделе, посвященном сверхтекучести и свойствам бозе-систем — это осуществление бозе-эйнштейновской конденсации разреженных газов щелочных металлов, описанное в статьях Б.Б. и М.Б. Кадомцевых [65] и Л.П. Питаевского [66], а также недавняя разработка методики управления перемещением конденсата вдоль поверхности (с сохранением когерентности состояний атомов) с помощью электрических полей, осуществленная Дж. Рейчелом и др. [242].

2. В сверхпроводимости — это продолжающееся применение НТСП на гигантских ускорителях со сверхпроводящей магнитной системой. В ближайшие годы НТСП будет использоваться, например, в строящемся в ЦЕРНе Большом адронном коллайдере (ЛНС) на 7×2 ТэВ. Отметим также применение НТСП во все более уникальных установках, например в международном проекте реактора для управляемого термоядерного синтеза (УТС) ITER. Кстати, о том, с чего началось развитие УТС (а также неуправляемого синтеза) в СССР очень интересно рассказано в серии обзоров В.Д. Шаfranова [243], Б.Д. Бондаренко [244] и Г.А. Гончарова [245]. Кроме того, в [243] кратко освещено современное состояние исследований по УТС в Курчатовском институте, в частности, упомянута разработка проекта токамака T15-M для моделирования режимов работы ITER–FIAT (новый вариант ITER). И если уж зашла речь об управляемом термояде, то, вероятно, следует упомянуть еще об одной идее его реализации, предложенной российским академиком Р. Нигматулиным и американским профессором Р. Лэхи. Их работа опубликована в *Science* и популярно описана в газетной статье [246].

Сущность идеи заключается в использовании эффекта сильного сжатия, разогревания и последующего схлопывания микропузырьков пара, содержащихся в холодном ($0-2^\circ\text{C}$) дейтерированном ацетоне $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$, приведенном в колебательное движение ультразвуковой акустической волной (паровая кавитация). В эксперименте, поставленном в лаборатории Национального ядерного центра в Ок-Ридже (США), удалось получить настолько сильное сжатие и нагревание пузырьков пара ацетона, что стали возможными обе хорошо известные реакции синтеза ядер дейтерия:



и



с образованием термоядерных нейтронов в реакции (64) и ядер трития в реакции (65) (пузырьковый термояд).

Пока тех и других образуется немного ($\sim 10^5$ в секунду), и отдельными физиками высказывается некоторый скепсис в отношении описанной выше идеи, тем более что в их памяти еще свежо воспоминание о сравнительно недавнем бесславном закрытии так называемого "холодного синтеза" (подробнее о нем см. [247]). Более того, в июле 2002 г. прошел слух, что результаты описанных выше опытов Р. Лэхи и Р. Нигматулина не

подтвердились. Но, с другой стороны, в первых опытах Л.А. Арцимовича и др. нейтронов тоже было немного, причем (по слухам) вначале они вообще были не термоядерного, а ускорительного происхождения. Однако теперь никто не сомневается в реальности осуществления проекта ITER⁴².

Возвращаясь к сверхпроводимости, напомним о недавних успехах в области ВТСП. Здесь больше всего поражает быстрый рост критической температуры T_c у ранее открытых материалов (который достигается, например, с помощью примесного и полевого допирования, а также применения давления) и обнаружение новых сверхпроводящих материалов, включая фуллерены и фуллериты [96, 249], нанотрубки [250] и MgB_2 [93, 94] (свойства которого фактически такие же, как у известных представителей НТСП, хотя его $T_c = 39$ К, т.е. такая же, как у первых ВТСП-материалов). Отметим также быстрорастущее практическое применение ВТСП-материалов (см., например, [36–38] и [251], в которых рассказано о состоянии дел с производством ВТСП-кабелей). А в самое последнее время стали появляться новости об изготовлении целых ВТСП-агрегатов. Так, например, 15.06.2002 г. в [252] была опубликована заметка о первых успешных испытаниях ВТСП-электродвигателя мощностью 100 кВт, проведенных в Московском авиационном институте (МАИ). Для выполнения этого достаточно сложного проекта была образована российско-германская кооперация, в которую кроме МАИ входят еще 4 российских и 5 германских институтов.

Голубая мечта — КТСП.

3. В физике электронных пучков (излучение Вавилова–Черенкова и "родственные" процессы) — это экспериментальное доказательство существования нейтринных осцилляций (т.е. ненулевой массы у нейтрино), полученное с помощью огромного количества черенковских счетчиков, просмотревших колоссальный (1000 тонн) объем тяжелой воды D_2O (подробнее см. [241] и [253]). Впечатляет также новый лазер на свободных электронах (ЛСЭ) с изменяющейся длиной волны [191]. Некоторые физики мечтают о создании комптоновского и черенковского лазеров, основой которых, так же как у ЛСЭ, должны служить релятивистские электронные пучки [193].

Имеются свежие новости и о другом "родственном" процессе: в статье К.Ю. Платонова и Г.Д. Флейшмана [254] рассмотрена генерация переходного излучения быстрыми частицами, движущимися в средах со случайными неоднородностями.

4. В квантовой электронике — это переход к исследованиям сверхкоротких импульсов, единицей измерения длительности которых является $1 \text{ас} = 10^{-18} \text{с}$ [255]. В частности, в работах [256, 257] сообщается о создании прибора для исследования отдельных атомов. Другим важным успехом является создание более мощного рентгеновского лазера с жестким излучением, активной средой в котором служит высокотемпературная плазма,

⁴² Вместе с тем необходимо заметить, что сообщения о некоторых открытиях все-таки иногда оказываются преждевременными, в частности, это касается сравнительно недавнего сообщения [248] об открытии в США 118-го элемента, о котором мы писали в [2]. В настоящее время авторы этой работы сообщили, что полученные в ней результаты не подтверждаются.

получаемая при фокусировке 500-ваттного неодимового лазера на струе распыляемого жидкого ксенона. Предполагается, что в дальнейшем для накачки плазмы будет использован 15-киловаттный лазер, что приведет к повышению мощности рентгеновского лазера. Подробнее см. заметку [258].

Голубые мечты: гамма-лазер и лазерный управляемый термояд (для реализации которого строится большая многолучевая лазерная установка) [259], а также надежда на регистрацию в ближайшем будущем гравитационных волн. Об этой последней голубой мечте и, в частности, о проекте LIGO (Laser Interferometer Gravitational wave Observatory) можно прочитать в обзоре [260] В.Б. Брагинского и в его же недавней статье [261]. В этой же статье [261] рассказано еще об одной радужной перспективе использования лазеров. В связи с тем, что электромагнитное поле в пикосекундных лазерных импульсах на несколько порядков больше поля в обычных ускорителях, можно ожидать развития новых (лазерных) методов ускорения элементарных частиц [262, 263].

5. В физике полупроводников — это реализованные в Физтехе светодиоды с оптическими микрорезонаторами и вертикально-излучающие лазеры на основе структур с квантовыми точками, отличающиеся узкой диаграммой направленности выводимого оптического излучения и повышенной температурной стабильностью длины волн [238], а также светоизлучающие приборы, в которых используются гетероструктуры на основе нитридов третьей группы [239].

Что касается "голубой мечты", то здесь их две. Первую можно назвать даже сверхголубой, так как для ее реализации желательно иметь над головой яркое синее небо. Речь идет о получении в будущем всей необходимой для страны электроэнергии с помощью одних только солнечных батарей, т.е. без сжигания угля, мазута, урана. Расчеты, сделанные в журнале *Экология и жизнь* (№ 6 за 2001 г.), воспроизведенные позднее в сообщении [264], показывают, что теоретически это вполне возможно, поскольку земная кора на 30% состоит из кремния (необходимого для производства солнечных батарей), а процент площади, которую надо отдать для их размещения не так уж велик — 0,025% (для России это всего 4000 км², т.е. примерно три Москвы, к тому же можно использовать крыши домов).

Преимущества очевидны: экологическая чистота и "несгораемость топлива", т.е. практически вечный срок службы солнечных батарей (сейчас он уже доведен до 30 лет). Недостатки, к сожалению, тоже очевидны: страшная дороговизна производства кремния необходимой чистоты (99,99%), сравнимая со стоимостью производства ядерного топлива (хотя кремния в земной коре в 100000 раз больше, чем урана).

Вторая голубая мечта — создание сверх-сверх-больших интегральных схем (так сказать, ССБИС), которые позволят получить еще большее быстродействие при еще меньших размерах компьютеров. Основанием для таких надежд является успешный эксперимент по освоению фотолитографии на более короткой длине волны эксимерного лазера $\lambda = 157$ нм (вместо используемой сейчас $\lambda = 248$ нм) и, главное, проведение первых опытов по фотолитографии с использованием экстремального ультрафиолета ($\lambda = 13$ нм), источником которого послужило излучение плотного облака горячей плазмы (упомянутый выше [258] рентгеновский лазер). Однако освое-

ние этого диапазона длин волн потребует кардинального изменения технологии, поскольку прежняя преломляющая оптика уже не может быть использована.

Более простым представляется новый способ изготовления чипов, описанный в [268]. Сущность способа заключается в получении на поверхности кремния методом лазерной штамповки под давлением отпечатка рельефного узора, предварительно нанесенного (эксимерным микрохирургическим лазером) на кварцевую матрицу. Под кратковременным ($\sim 10^{-8}$ с) воздействием лазерного импульса поверхность кремния под матрицей мгновенно плавится, а затем застывает (без прилипания), воспроизводя форму узора, нанесенного на матрицу. Процесс изготовления чипов этим методом позволяет повысить плотность транзисторов на них примерно в 100 раз и занимает в сотни раз меньше времени, чем изготовление методом фотолитографии.

Приведенные примеры одновременного применения достижений, полученных в двух разделах общей физики из рассмотренных нами пяти (физика полупроводников и лазерная физика), не единичны. Вспомните лазер на свободных электронах, где для получения лазерного эффекта используется физика релятивистских электронных пучков. Или получение бозе-эйнштейновской конденсации с помощью лазерного охлаждения и сверхпроводящей магнитной ловушки (это уже три наших направления). Заметим, кстати, что Б.Б. Кадомцев и М.Б. Кадомцев [65], с одной стороны, и А.Н. Ораевский [265], с другой, вообще устанавливают некоторую аналогию между бозе-конденсацией и лазерным излучением.

А сейчас мы расскажем о совсем свежем примере одновременного использования всех пяти рассмотренных нами направлений.

В заметке, опубликованной 30.04.2002 [266], сообщается о создании уникального спектрометра AMS (Alpha Magnetic Spectrometer), предназначенного для изучения состава и энергетического спектра первичных космических лучей и, в частности, поиска ядер антигелия (отсюда первое слово в названии спектрометра: альфа-частица — это ядро ⁴He).

В создании AMS участвует более 200 физиков из 33 научных центров 11 стран мира (включая три научных центра России). В ноябре 2004 г. прибор будет установлен на Международной космической станции (МКС) и должен проработать там 3 года. А теперь мы кратко расскажем об устройстве AMS, причем просим обратить внимание на слова, выделенные курсивом.

В состав AMS входит *сверхпроводящий* магнит (450 А, 0,85 Тл), охлаждаемый *сверхтекучим* гелием до температуры 1,8 К; два рефрижератора; детектор космического синхротронного излучения; *кремниевый микрополосковый* детектор для прецизионного измерения энергии частиц и определения знака их заряда; система обработки данных, которую невозможно создать без *интегральных схем* и других *полупроводниковых* элементов *микроэлектроники*; *черенковский* детектор; электромагнитный калориметр. При изготовлении AMS была использована самая совершенная технология, включая *лазерную*, благодаря чему удалось обеспечить приемлемые параметры установки для использования ее на МКС (масса магнитной системы 3 т, общая масса 6 т, потребляемая мощность 2 кВт). Сравнив выделенные слова с названиями рассмотренных в статье направлений общей физики, нетрудно убедиться, что все они действительно

были использованы при создании AMS. Похоже, что высказанные во введении опасения об их разнородности были неосновательны, ибо физика едина!

В заключение выражаем самую искреннюю благодарность Ю.Г. Абову и членам редколлегии *УФН* во главе с В.Л. Гинзбургом, которые внимательно ознакомились со статьей и сделали много очень ценных замечаний, а также П.А. Алексею за высказанные рекомендации и советы при написании некоторых ее разделов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 00-02-17852).

Список литературы

1. Гинзбург В Л *УФН* **169** 419 (1999)
2. Мухин К Н, Патаракин О О *УФН* **170** 855 (2000)
3. Мухин К Н, Тихонов В Н *УФН* **171** 1201 (2001)
4. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London Ser. A* **114** 243 (1927)
5. Гинзбург В Л *УФН* **170** 619 (2000)
6. Kamerlingh Onnes H *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden* **120B, 122B, 124C**⁴³ (1911)
7. Meissner W, Ochsenfeld R *Naturwissenschaften* **21** 787 (1933)
8. London F, London H *Proc. R. Soc. London Ser. A* **149** 71 (1935); *Physica* **2** 341 (1935)
9. Keesom W H *Physica* **3** 359 (1936)
10. Капица П Л *ДАН СССР* **18** 21 (1938); Kapitza P L *Nature* **141** 74 (1938); Капица П Л *УФН* **93** 481 (1967)
11. Allen F, Missner A D *Nature* **141** 75 (1938)
12. Капица П Л *ЖЭТФ* **11** 581 (1941); Kapitza P L *J. Phys. USSR* **4** 181, 59 (1941)
13. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); Landau L D *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941); Ландау Л Д *УФН* **93** 495 (1967)
14. Капица П Л *УФН* **129** 569 (1979)
15. Landau L D *J. Phys. USSR* **11** 91 (1947); Ландау Л Д *УФН* **93** 519 (1967)
16. London F *Superfluids* Vol. II (New York: Wiley, 1954)
17. Tisza J V *Nature* **141** 913 (1938)
18. Боголюбов Н Н *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **11** (1) 77 (1947); *УФН* **93** 552 (1967)
19. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
20. Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* 2-е изд. (М.: Физматлит, 2001) с. 199
21. Гинзбург В Л *УФН* **48** 26 (1952)
22. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **29** 748 (1955)
23. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
24. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918; **37** 1407 (1959)
25. Cooper L N *Phys. Rev.* **104** 1189 (1956)
26. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 41 (1958)
27. *Теория сверхпроводимости* (Под ред. Н Н Боголюбова) (М.: ИЛ, 1960)
28. Little W A *Phys. Rev.* **134** A1416 (1964)
29. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **46** 397 (1964)
30. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **47** 2318 (1964)
31. Bednorz J G, Müller K A Z. *Phys. B: Cond. Mat.* **64** 189 (1986)
32. Wu M K, Ashburn J R, Torng C J, Hor P H, Meng R L, Gao L, Huang Z J, Wang Y Q, Chu C W *Phys. Rev. Lett.* **58** 908 (1987)
33. Беднорц И Г, Мюллер К А *УФН* **156** 323 (1988)
34. Гинзбург В Л *УФН* **167** 429 (1997)
35. Копяев Ю В *УФН* **172** 712 (2002)
36. "Электроника готова принять ВТСП устройства. Что могут разработчики?" *ПерсТ*⁴⁴ **10** (1/2) 2–4 (2003)
37. "Изготовители ВТСП-кабелей готовы к демонстрации успехов" *ПерсТ* **8** (8) 3–5 (2001)
38. "Сверхпроводящие фильтры в мобильной сети" *ПерсТ* **8** (20) 1 (2001)
39. Питаевский Л П *УФН* **90** 623 (1966)
40. Andronikashvili E L *J. Phys. USSR* **10** 201 (1946); Андроникашвили Э Л *ЖЭТФ* **18** 424 (1948)
41. Тилли Д Р, Тилли Дж *Сверхтекучесть и сверхпроводимость* (М.: Мир, 1977)
42. Халатников И М *Введение в теорию сверхтекучести* (М.: Наука, 1965)
43. Халатников И М *Теория сверхтекучести* (М.: Физматгиз, 1971)
44. Onsager L *Nuovo Cimento* **6** (Suppl. 2) 249 (1949)
45. Feynman R P "Applications of quantum mechanics to liquid helium", in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 1 (Ed. C J Gorter) (Amsterdam: North-Holland, 1955) p. 17
46. Allen J F, Jones H *Nature* **141** 243 (1938)
47. Peshkov V P *J. Phys. USSR* **10** 389 (1946)
48. Henshaw D G, Woods A D B *Phys. Rev.* **121** 1266 (1961)
49. Cohen M, Feynman R P *Phys. Rev.* **107** 13 (1957)
50. Гинзбург В Л, Питаевский Л П *ЖЭТФ* **34** 1240 (1958)
51. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **37** 1794 (1959)
52. Osheroff D D, Gully W J, Richardson R C, Lee D M *Phys. Rev. Lett.* **29** 920 (1972)
53. Ли Д М *УФН* **167** 1307 (1997)
54. Ошеров Д Д *УФН* **167** 1327 (1997)
55. Ричардсон Р К *УФН* **167** 1340 (1997)
56. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **20** 919 (1950)
57. Рожков С С *УФН* **148** 325 (1986)
58. Минеев В П *УФН* **139** 303 (1983)
59. Воловик Г Е *УФН* **143** 73 (1984)
60. Гинзбург В Л, Собянин А А *УФН* **120** 153 (1976)
61. Ginzburg V L, Sobyenin A A *J. Low Temp. Phys.* **49** 507 (1982)
62. Гинзбург В Л, Собянин А А *УФН* **154** 545 (1988)
63. Боголюбов Н Н (мл.) и др. *УФН* **159** 585 (1989)
64. Кукин В Д, в кн. *Физика микромира: Маленькая энциклопедия* (Гл. ред. Д В Ширков) (М.: Советская энциклопедия, 1980) с. 352, 335
65. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *УФН* **167** 649 (1997)
66. Питаевский Л П *УФН* **168** 641 (1998)
67. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 19, 627 (1937)
68. Роуз-Инс А, Родерик Е *Введение в физику сверхпроводимости* (М.: Мир, 1972)
69. Шмидт В В *Введение в физику сверхпроводников* (М.: Наука, 1982)
70. Schmidt V V *The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications* (Eds P Müller, A V Ustinov) (New York: Springer, 1997)
71. Линтон Э *Сверхпроводимость* (М.: Мир, 1971)
72. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957)
73. Fröhlich H *Phys. Rev.* **79** 845 (1950)
74. Элиашберг Г М *ЖЭТФ* **38** 966; **39** 1437 (1960)
75. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987)
76. Боголюбов Н Н, Толмачев В В, Ширков Д В *Новый метод в теории сверхпроводимости* (М.: Наука, 1958)
77. Вонсовский С В, Изюмов Ю А, Курмаев Э З *Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений* (М.: Наука, 1977)
78. Шриффер Дж *Теория сверхпроводимости* (М.: Наука, 1970)
79. Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980)
80. Putlin S N et al. *Nature* **362** 226 (1993)
81. Chu C W et al. *Nature* **365** 323 (1993)
82. Бобович Я С *УФН* **167** 973 (1997)
83. Франк-Каменецкий О В, в сб. *Высокотемпературная сверхпроводимость* Вып. 1 (Л.: Изд-во ЛГУ, 1990) с. 191
84. Максимов Е Г *УФН* **170** 1033 (2000)
85. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (Под ред. В Л Гинзбурга, Д А Киржница) (М.: Наука, 1977)
86. Hubbard J *Proc. R. Soc. London Ser. A* **276** 238 (1963); **281** 401 (1964)
87. Anderson P W *Science* **235** 1196 (1987)
88. Kalmeyer V, Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **59** 2095 (1987)
89. Kohn W, Luttinger J M *Phys. Rev. Lett.* **15** 524 (1965)
90. Ginzburg V L, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 12 (Ed. C J Gorter) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1989) p. 1
91. Изюмов Ю А *УФН* **169** 225 (1999)
92. Kocharovsky V V, Kocharovsky V I V *Physica C* **200** 385 (1992)
93. Nagamatsu J et al. *Nature* **410** 63 (2001)

⁴³ Эта статья опубликована также в виде приложения в работе: Гинзбург В Л *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** (1) 1 (1992)

⁴⁴ При отсутствии журнала *ПерсТ* (это краткое название информационного бюллетеня *Перспективные технологии — наноструктуры, сверхпроводники, фуллерены*) с его содержанием можно познакомиться в Интернете по адресу: <http://perst.issph.kiae.ru/inform/perst.htm>

94. Ерошенко Ю Н (Сост.) Новости физики в сети Internet *УФН* **171** 306, 648, 796 (2001); "All-metal superconductivity at 40 K" *Phys. News Update* (526) (2001); An J M, Pickett W E *Phys. Rev. Lett.* **86** 4366 (2001); Eom C B et al. *Nature* **411** 558 (2001)
95. Ерошенко Ю Н (Сост.) Новости физики в сети Internet *УФН* **172** 1110 (2002); Choi H J et al. *Nature* **418** 758 (2002)
96. "Новый рекорд T_c (117 K) для фуллеритов" *ПерсТ* **8** (17) 1 (2001)
97. Goss Levi V *Phys. Today* **54** (10) 19 (2001)
98. Цебро В И, Омеляновский О Е, Моравский А П *Письма в ЖЭТФ* **70** 457 (1999)
99. "Большой успех российских ученых" *ПерсТ* **8** (19) 1 (2001)
100. Josephson B D *Phys. Lett.* **1** 251 (1962)
101. Джозефсон Б *УФН* **116** 597 (1975)
102. Эсаки Л *УФН* **116** 569 (1975)
103. Гиавер И *УФН* **116** 585 (1975)
104. "Вновь о первом ВТСП устройстве для РАО "ЕЭС" *ПерсТ* **8** (13/14) 1–3 (2001)
105. "Я хочу разрабатывать комплекс — локальную целиком сверхпроводящую энергосистему" *ПерсТ* **8** (17) 3 (2001)
106. "Я хочу разрабатывать комплекс — локальную целиком сверхпроводящую энергосистему" *ПерсТ* **8** (17) 2 (2001)
107. "Этюд о стоимости изделий из ВТСП" *ПерсТ* **9** (5) 1 (2002)
108. "Криогенный автомобиль? Есть ..." *ПерсТ* **8** (21) 4 (2001)
109. Франк И М *УФН* **143** 111 (1984)
110. Черенков П А *ДАН СССР* **2** 451 (1934); *УФН* **93** 385 (1967)
111. Vavilov S I, Tumermann L A Z. *Phys.* **54** 270 (1929)
112. Frank I M, Vavilov S I Z. *Phys.* **69** 100 (1931)
113. Vavilov S I *Phys. Z. Sowjetunion* **5** 369 (1934)
114. Вавилов С И *ДАН СССР* **2** 457 (1934); *УФН* **93** 383 (1967)
115. Черенков П А *ДАН СССР* **3** 414 (1936)
116. Тамм И Е, Франк И М *ДАН СССР* **14** 107 (1937); *УФН* **93** 388 (1967)
117. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 589 (1940)
118. Гинзбург В Л *ЖЭТФ* **10** 608 (1940)
119. Fermi E *Phys. Rev.* **57** 485 (1940)
120. Черенков П А, Тамм И Е, Франк И М *Нобелевские лекции* (М., 1960)
121. Мухин К Н *Экспериментальная ядерная физика* Кн. 1 *Физика атомного ядра* Ч. 1 *Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений* 5-е изд. (М.: Энергоатомиздат, 1993)
122. Болотовский Б М *УФН* **62** 201 (1957); **75** 295 (1961)
123. Гинзбург В Л *УФН* **166** 1033 (1996)
124. Джелли Дж *УФН* **58** 231 (1956)
125. Джелли Дж *Черенковское излучение и его применение* (М.: ИЛ, 1960)
126. Зрелов В П *Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий* Т. 1, 2 (М.: Атомиздат, 1968)
127. Ginzburg V L, Frank I M *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945)
128. Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
129. Гинзбург В Л, Цытович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984)
130. Болотовский Б М "Переходное излучение", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 578
131. Мерзон Г И "Переходного излучения детектор", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 577
132. Гинзбург В Л *УФН* **172** 373 (2002)
133. Павлов В И, Сухорук А И *УФН* **147** 83 (1985)
134. Биберман Л М "Валентин Александрович Фабрикант (К шестидесятилетию со дня рождения)" *УФН* **93** 757 (1967)
135. Townes C H *How the Laser Happened: Adventures of a Scientist* (New York: Oxford Univ. Press, 1999)
136. Gordon J P, Zeiger H J, Townes C H *Phys. Rev.* **95** 282 (1954)
137. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **27** 431 (1954); *ДАН СССР* **101** 47 (1955)
138. Басов Н Г, Прохоров А М *ЖЭТФ* **28** 249 (1955)
139. Прохоров А М *ЖЭТФ* **34** 1658 (1958)
140. Schawlow A L, Townes C H *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
141. Басов Н Г, Вул Б М, Попов Ю М *ЖЭТФ* **37** 587 (1959)
142. Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
143. Басов Н Г, Крохин О Н, Попов Ю М *ЖЭТФ* **40** 1879 (1961); *Вестник АН СССР* **31** (3) 61 (1961)
144. Багаев В С, Басов Н Г, Вул Б М и др. *ДАН СССР* **150** 275 (1963)
145. Басов Н Г, Богданкевич О В, Девятков А Г *ДАН СССР* **155** 783 (1964)
146. Басов Н Г *УФН* **85** 585 (1965)
147. Прохоров А М *УФН* **85** 599 (1965)
148. Таунс Ч *УФН* **88** 461 (1966)
149. Басов Н Г, Прохоров А М *УФН* **57** 485 (1955); **93** 572 (1967)
150. Корниенко Л С, Штейншлейгер В Б *УФН* **126** 287 (1978)
151. Котельников В А и др. *ДАН СССР* **147** 1320 (1962); **155** 1037 (1964); **163** 50 (1965)
152. Weaver H et al. *Nature* **208** 29 (1965)
153. Cheung A C, Rank D M, Townes C H et al. *Nature* **221** 626 (1969)
154. Стрельницкий В С *УФН* **113** 463 (1974)
155. Бурдюжа В В *УФН* **155** 703 (1988)
156. Бочкарев Н Г *Основы физики межзвездной среды* (М.: Изд-во МГУ, 1992)
157. Зверев Г М, Карлов Н В, Корниенко Л С и др. *УФН* **77** 61 (1962)
158. Прохоров А М *УФН* **148** 7 (1986)
159. *Справочник по лазерам* (Под ред. А М Прохорова) Т. 1, 2 (М.: Сов. радио, 1978)
160. Аникиев Ю Г, Жаботинский М Е, Кравченко В Б *Лазеры на неорганических жидкостях* (М.: Наука, 1986)
161. Рубинов А Н, Томин В И "Оптические квантовые генераторы на красителях и их применение", в кн. *Итоги науки и техники. Радиотехника* Т. 9 (М.: Изд-во ВИНТИ, 1976)
162. Елецкий А В, Смирнов Б М *Физические процессы в газовых лазерах* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
163. Басов Н Г, Данилычев В А *УФН* **148** 55 (1986)
164. Карлов Н В, Конев Ю Б *Мощные молекулярные лазеры* (Новое в жизни, науке, технике. Сер. Физика, Вып. 1) (М.: Знание, 1976)
165. Елецкий А В *УФН* **125** 279 (1978)
166. Гудзенко Л И, Яковленко С И *Плазменные лазеры* (М.: Атомиздат, 1978)
167. Елецкий А В *УФН* **134** 237 (1981)
168. *Химические лазеры* (Под ред. Н Г Басова) (М.: Наука, 1982)
169. Бессонов Е Г, Виноградов А В *УФН* **159** 143 (1989)
170. Андреев А В "Рентгеновский лазер", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 4 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1994) с. 365
171. Этгвуд Д, Холбак К, Кванг-Дже Ким *УФН* **159** 125 (1989)
172. Гаспарян П Д, Стариков Ф А, Старостин А Н *УФН* **168** 843 (1998)
173. Андреев А В "Гамма-лазер", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 411
174. "Доклад Американскому физическому обществу экспертной группы о научных и технических аспектах пучкового оружия" *УФН* **155** 661 (1988)
175. Schrödinger E *Ann. Phys. (Leipzig)* **82** 257 (1927)
176. Karitza P L, Dirac P A M *Proc. Camb. Philos. Soc.* **29** 297 (1933)
177. Pantell R H, Soncini G, Puthoff H E *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-4** 905 (1968)
178. Фарджен Д, Салис А *УФН* **168** 909 (1998)
179. Заретский Д Ф, Нерсесов Э А, Федоров М В *ЖЭТФ* **80** 999 (1981); Fedorov M V, Nersesov E A, Zaretsky D F *Phys. Lett. A* **82** 227 (1981)
180. Кузнецов В Л *УФН* **129** 541 (1979)
181. Федоров М В *УФН* **135** 213 (1981)
182. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **11** 165 (1947)
183. Motz H J. *Appl. Phys.* **22** 527 (1951)
184. Бессонов Е Г "Ондулятор", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 406
185. Бессонов Е Г "Ондуляторное излучение", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 407
186. Алферов Д Ф, Башмаков Ю А, Бессонов Ю Г *Труды ФИАН СССР* **80** 100 (1975)
187. Спрэнгл Ф, Коффи Т *УФН* **146** 303 (1985)
188. Madey J M J. *Appl. Phys.* **42** 1906 (1971)
189. Elias L R et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 717 (1976); Deacon D A G et al. *Phys. Rev. Lett.* **38** 892 (1977)
190. McDermott D V et al. *Phys. Rev. Lett.* **41** 1368 (1978)
191. ДОР, сообщение 10691, март 2002 (М.: ЦНИИАтоминформ, 2002)
192. Маршалл Т *Лазеры на свободных электронах* (М.: Мир, 1987)
193. Арутюнян В М, Оганесян С Г *УФН* **164** 1089 (1994)
194. Аветисян Г К *УФН* **167** 793 (1997)
195. Басов Н Г, Крохин О Н *ЖЭТФ* **46** 171 (1964)
196. Басов Н Г, Розанов В Б, Соболевский Н М *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт* (6) 3 (1975)

197. Басов Н Г и др. "Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером", в кн. *Итоги науки и техники. Радиотехника* Т. 26, Ч. 1, 2 (М.: Изд-во ВИНТИ, 1982)
198. Карлов Н В, Прохоров А М *УФН* **118** 583 (1976)
199. Басов Н Г, Беленов Э М, Исаков В А и др. *УФН* **121** 427 (1977)
200. Карлов Н В, Крынецкий Б Б, Мишин В А, Прохоров А М *УФН* **127** 593 (1979)
201. Летохов В С *УФН* **148** 123 (1986)
202. Дунская И М *Лазеры и химия* (М.: Наука, 1979)
203. Бункин Ф В, Кириченко Н А, Лукьянчук Б С *УФН* **138** 45 (1982)
204. Летохов В С *УФН* **118** 199 (1976)
205. Летохов В С *УФН* **125** 57 (1978)
206. Летохов В С *УФН* **127** 729 (1979)
207. Антонов В С, Летохов В С, Шибанов А Н *УФН* **142** 177 (1984)
208. Ахманов С А, Выслоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988)
209. Камалов В Ф "Фемтосекундная спектроскопия", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 5 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 279
210. Анисимов С И, Прохоров А М, Фортгов В Е *УФН* **142** 395 (1984)
211. Зельдович Я Б *Письма в ЖЭТФ* **19** 120 (1974)
212. Балькин В И, Летохов В С, Миногин В Г *УФН* **147** 117 (1985)
213. Дианов Е М, Прохоров А М *УФН* **148** 289 (1986)
214. Алферов Ж И и др. *ФТП* **4** 1826 (1970)
215. Басов Н Г, Елисеев П Г, Попов Ю М *УФН* **148** 35 (1986)
216. Килби Дж С *УФН* **172** 1102 (2002)
217. Алферов Ж И *УФН* **172** 1068 (2002)
218. Крёмер Г *УФН* **172** 1087 (2002)
219. Басов Н Г, Грасюк А З, Катулос В Ф *ДАН СССР* **161** 1306 (1965)
220. Наследов Д Н, Рогачев А А, Рывкин С М, Царенков Б В *ФТТ* **4** 1062 (1962)
221. Hall R N, Fenner G E, Kingsley J D et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 366 (1962)
222. Алферов Ж И, Гуревич С А "Гетеропереход", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 446
223. Алферов Ж И, Гуревич С А, Корольков В И "Гетероструктура", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 448
224. Алферов Ж И, Портной Е Л "Гетеролазер", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 445
225. Алферов Ж И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1803 (1988)
226. Alferov Zh I, in *Proc. of the Intern. Conf. on the Physics and Chemistry of Semiconductor Heterojunctions, Budapest, Oct. 11–17, 1970* Vol. II (Budapest: Akadémiai Kiadó, 1971) p. 7
227. Alferov Zh I *Sov. Sci. Reviews* (May) 147 (1971)
228. Алферов Ж И "Гетеропереходы в полупроводниках и приборы на их основе", в сб. *Наука и человечество* (М.: Знание, 1975)
229. Алферов Ж И "Гетеропереходы в полупроводниковой электронике близкого будущего", в сб. *Физика сегодня и завтра* (Под ред. В М Тучевича) (Л.: Наука, 1973) с. 61
230. Алферов Ж И, в сб. *Физика p–n переходов* (Под ред. А Крогериса) (Рига: Зинатне, 1966) с. 203
231. Алферов Ж И, в сб. *Полупроводниковые приборы и их применение* Вып. 25 (М.: Сов. радио, 1971) с. 204
232. Мейндл Дж *УФН* **127** 297 (1979)
233. Дорфман В Ф "Интегральная схема", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 2 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1990) с. 154
234. Дорфман В Ф "Микроэлектроника", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 3 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Большая Российская энциклопедия, 1992) с. 152
235. Андреев А Ф, Велихов Е П, Голант В Е и др. "Жорес Иванович Алферов (к семидесятилетию со дня рождения)" *УФН* **170** 349 (2000)
236. "Удивительное формирование квантовых точек без зародышей при гетероэпитаксии SiGe на Si(100)" *ПерсТ* **9** (6) 3 (2002)
237. Sutter P, Lagally M G *Mater. Sci. Eng. B* **89** 45 (2002)
238. Устинов В М и др. *УФН* **171** 855 (2001)
239. Крестников И Л и др. *УФН* **171** 857 (2001)
240. Rodgers P *Phys. World* **13** (10) 10 (2000)
241. Гинзбург В Л *УФН* **172** 213 (2002)
242. Hänsl W, Hommelhoff P, Hänsh T W, Reichel J *Nature* **413** 498 (2001)
243. Шафранов В Д *УФН* **171** 877 (2001)
244. Бондаренко Б Д *УФН* **171** 886 (2001)
245. Гончаров Г А *УФН* **171** 894 (2001)
246. "Атака на термояд" Газета *Поиск* (18–19) 8 мая (2002) с. 11; Taleyarkhan R P, West C D, Cho J S, Lahey R T (Jr), Nigmatulin R I, Block R C *Science* **295** 1868 (2002)
247. Моррисон Д Р О *УФН* **161** (12) 129 (1991)
248. Ninov V et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1104 (1999)
249. Ерошенко Ю Н (Сост.) Новости физики в сети Internet *УФН* **171** 118, 1116 (2001); <http://physicsweb.org/article/news/3/10/16/1>; Schön J H, Kloc Ch, Batlogg V *Science* **293** 2432 (2001)
250. Ерошенко Ю Н (Сост.) Новости физики в сети Internet *УФН* **171** 912 (2001); Tang Z K et al. *Science* **292** 2462 (2001)
251. "Магнит из ВТСП: свыше 17 Тл при 29 К!" *ПерсТ* **10** (4) 1 (2003)
252. "100 кВт ВТСП электродвигатель успешно прошел первые испытания в МАИ" *ПерсТ* **9** (11) 1–2 (2002)
253. Turner M S *Phys. Today* **54** (12) 10 (2001)
254. Платонов К Ю, Флейшман Г Д *УФН* **172** 241 (2002)
255. Hentschel M et al. *Nature* **414** 509 (2001); *Phys. World* **15** (1) 25 (2002)
256. Guthöhrlein G R et al. *Nature* **414** 49 (2001)
257. Steane A *Nature* **414** 24 (2001)
258. "Март 2002 — дата рождения экстремальной литографии" *ПерсТ* **9** (7) 5–6 (2002)
259. Lawler A *Science* **275** 1253 (1997)
260. Брагинский В Б *УФН* **170** 743 (2000)
261. Брагинский В Б *УФН* **173** 89 (2003)
262. Pukhov A J. *Plasma Phys.* **61** 425 (1999)
263. Gahn C et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4772 (1999)
264. ДОР, сообщение 10738, май 2002 (М.: ЦНИИАтоминформ, 2002)
265. Ораевский А Н *УФН* **171** 681 (2001)
266. "ALPHA Magnetic Spectrometer (AMS) — новый большой международный проект" *ПерсТ* **9** (8) 1–2 (2002)
267. Гинзбург В Л *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **5** (1) 1 (1992)
268. Pease R F *Nature* **417** 802 (2002)

On the centenary of the Nobel Prize: Russian laureates in physics

K.N. Mukhin, A.F. Sustavov, V.N. Tikhonov

Russian Research Centre 'Kurchatov Institute', Institute of General and Nuclear Physics

pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 196-75 71, 196-76 63. Fax (7-095) 196-91 33

E-mail: mukhin@chen.net.kiae.ru

The history and development of the branches of physics which profited significantly from the work of Russian Nobel laureates (P.A. Cherenkov, I.E. Tamm, I.M. Frank, L.D. Landau, N.G. Basov, A.M. Prokhorov, P.L. Kapitza, and Zh.I. Alferov) are reviewed in popular form to mark the recent Nobel Foundation centenary. Apart from the Russian Prize winners' achievements, the major contributions of their colleagues — Russian and foreign, predecessors and followers — are briefly discussed. The current state of the branches of physics developed by the Russian laureates is reviewed, and the practical implications of their work for science, technology, and everyday life are discussed.

PACS numbers: **01.65. + g**, **42.50. – p**, **67.40. – w**, **74.20. – z**

Bibliography — 268 references

Received 16 July 2002, revised 25 February 2003