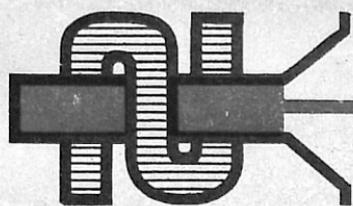
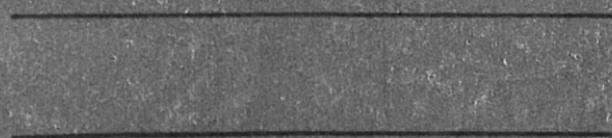


**И. М. ДУНСКАЯ**

**ВОЗНИКНОВЕНИЕ**

**КВАНТОВОЙ**

**ЭЛЕКТРОНИКИ**



АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИНСТИТУТ ИСТОРИИ ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ И ТЕХНИКИ

И. М. ДУНСКАЯ

ВОЗНИКНОВЕНИЕ  
КВАНТОВОЙ  
ЭЛЕКТРОНИКИ



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА 1974

Возникновение квантовой электроники. *Дунская И. М.*  
М., «Наука», 1974, стр. 160.

В монографии показан процесс становления квантовой электроники от ее истоков (зарождение основополагающих понятий, представлений и идей) до создания первых образцов мазеров и лазеров. Книга является первым исследованием в данной области как в нашей стране, так и за рубежом. Это не просто экскурс в историю науки, но и осмысливание развития как квантовой электроники в целом, так и отдельных понятий и явлений, лежащих в ее основе.

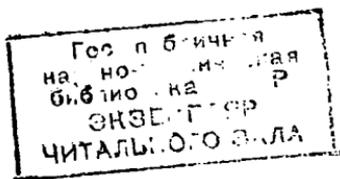
Монография рассчитана на научных и инженерно-технических работников, а также на аспирантов и студентов старших курсов. Таблиц 2. Иллюстраций 9. Библиогр. 216 назв.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук  
профессор А. Н. ОРАЕВСКИЙ

ДЧ

26912



74-17391

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Начало второй половины нашего столетия ознаменовалось рядом крупных научных открытий, едва ли не самым знаменательным из которых является открытие нового метода генерации и усиления электромагнитных волн, в результате развития чего появился новый раздел физики — квантовая электроника. Своими идейными корнями квантовая электроника уходит в глубь радиотехники, оптики, спектроскопии, квантовой теории излучения.

Несмотря на то, что квантовая электроника как самостоятельное научное направление возникла и развилась на глазах одного поколения ученых, в немногочисленных попытках изложить историю ее возникновения содержится много противоречий, неточностей, субъективизма. Строгого научного подхода к исследованию исторической сущности развития идей квантовой электроники предпринято не было. Предлагаемая читателю монография И. М. Дунской является первой серьезной работой по истории квантовой электроники. Это не просто экскурс в прошлое науки, хронология исследований и расстановка приоритетных акцентов. Работа И. М. Дунской посвящена осмысливанию гносеологии развития как квантовой электроники в целом, так и отдельных физических понятий и явлений, лежащих в ее основе. В этом несомненная ценность книги, и можно надеяться, что она будет интересна не только для специалиста по истории физики, но и для всех тех, кто интересуется логикой развития науки.

*А. Н. Оразский*

## ВВЕДЕНИЕ

Квантовой электронике принадлежит одно из ведущих мест в современной физике и технике. Обычно под квантовой электроникой как областью физики понимается наука, изучающая теорию и метод генерации и усиления электромагнитных волн путем индуцированного излучения квантовых систем (молекул, атомов, ионов). Принципиально новый метод привел к созданию мазеров и лазеров, позволивших уже в настоящее время решить ряд важнейших научных и практических задач в самых различных областях естествознания и техники и открывших необычайно широкие возможности их применения в будущем.

В становлении квантовой радиофизики (квантовой электроники) как самостоятельной области физики и техники определяющую роль сыграли работы двух групп ученых: советской — под руководством Н. Г. Басова и А. М. Прохорова и американской, руководимой Ч. Таунсом. Международным признанием этого факта явилось присуждение Нобелевской премии по физике за 1964 г. Н. Г. Басову и А. М. Прохорову совместно с Ч. Таунсом «за основополагающие работы в области квантовой радиофизики, которые привели к созданию генераторов и усилителей в радио- и оптическом диапазоне длин волн (мазеров и лазеров)». Ранее за создание и разработку нового метода генерации и усиления Н. Г. Басов и А. М. Прохоров были удостоены Ленинской премии за 1959 г.

Популярность квантовой радиофизики особенно возросла в 60-е годы в связи с появлением когерентных источников света — лазеров. В различных странах мира растет объем исследований, что находит отражение как в размерах финансирования работ, так и в количестве публикаций. Так, общая сумма затрат на развитие квантовой электроники в США составила в 1965 г. 100 млн. долларов, а к середине 1970 г. эти расходы должны были достигнуть 500 млн. долларов в год [1]. О размере увеличения числа публикаций свидетельствует хотя бы тот факт, что объем литературы только по полупроводниковым лазерам, по данным 1963 г., «непрерывно растет со скоростью более чем одна статья в день» [2, стр. 205].

Изучение фактического материала показало, во-первых, что развитие квантовой электроники вызвало большой интерес к

истории ее возникновения и, во-вторых, что отсутствуют специальные исследования, касающиеся истории квантовой электроники.

По первому вопросу достаточно указать, что Нобелевская лекция А. М. Прохорова [3], прочитанная им 11 декабря 1964 г. в г. Стокгольме при вручении премии, была целиком посвящена истории квантовой электроники; Нобелевская лекция Ч. Таунса [4] также в значительной степени затрагивает эту проблему. В более поздней статье Ч. Таунс [5] весьма подробно освещает отдельные моменты истории создания первых образцов квантовых приборов.

Относительно второго вопроса можно сказать следующее. Как правило, во введениях монографий и обзорных статей затрагивается история создания мазеров и лазеров, но она фактически подменяется лишь более или менее полными (а зачастую и ошибочными!) хронологическими сведениями. Что касается книг, специально посвященных истории квантовых приборов, то из двух известных нам книг такого рода ни одна не является серьезным исследованием (в них, пожалуй, и не ставится такая задача).

Речь идет о книге советской журналистки И. Радунской «Превращения гиперболоида инженера Гарина» [6], вышедшей в серии «Эврика» и написанной в стиле научно-популярного очерка, и о не переведенной на русский язык книге Дж. Кэролла «История лазера» [7], на которой следует остановиться более подробно.

Объем книги — 181 страница. Автор — главный редактор американского журнала «Electronics». Как следует из списка использованной литературы, книга написана на материале номеров этого журнала, вышедших за последние несколько лет, что, по-видимому, и наложило на нее отпечаток односторонности и необъективности. Односторонность проявилась прежде всего в том, что, повествуя главным образом о лазерах, автор почти не касается мазеров, созданных в более ранний период, необъективность — в том, что в ней фактически речь идет не об истории лазера, а о большой работе, выполненной в этом направлении лишь в одной стране — США.

Книга Дж. Кэролла состоит из 4 глав. В главе I («Лазер — какой он и каким будет») дается представление об основных физических понятиях и принципе действия лазеров, рассказывается об устройстве лазеров различных типов с кратким описанием методов их возбуждения. Глава II («Что привело к этому открытию») посвящена истории создания квантовых приборов. Эта глава изложена наиболее тенденциозно: все заслуги в создании как мазеров, так и лазеров приписываются исключительно американским ученым. Кроме того, ряд вопросов освещен в главе весьма странно, а зачастую и неправильно. Сказанное может быть проиллюстрировано многочисленными примерами. Приведем лишь некоторые из них.

а) Автору книги «Квантовая теория излучения» В. Гайтлеру совершенно неоправданно приписывается особая роль в развитии понятия индуцированное излучение (см. главу I настоящей работы).

б) В разделе главы II, озаглавленном «Фабрикант — русский продолжатель», по поводу авторской заявки В. А. Фабриканта и др.

сказано следующее: «Как всегда, русские внезапно в один день захотели иметь изобретателя и мазера, и лазера. Патент, получивший дату 18 июня 1951 г., был заявлен В. А. Фабрикантом из Московского энергетического института. На самом деле патент был опубликован в 1959 г. Сначала Советское патентное бюро возвратило этот патент автору, и в то время он не создал ни мазер, ни лазер» (об этой заявке смотри главу II настоящей книги).

в) При описании открытия Ч. Таунсом нового принципа генерации и усиления Дж. Кэрролл приводит рассказ Ч. Таунса, который охарактеризован в книге как некий «эмоциональный эксперимент, подобный религиозному экстазу».

В целом глава, посвященная, по замыслу автора, истории создания мазеров и лазеров, не содержит и попыток историко-физического анализа.

Глава III («Лазер в военное и мирное время») посвящена применению лазеров в различных областях науки и техники. Значительное место отведено использованию лазеров в военных целях (обнаружение объекта, самонаведение на цель и уничтожение ракет противника). Потенциальным противником США автор считает Советский Союз.

Глава IV («Конструкция лазеров») знакомит со множеством технических задач, стоящих перед разработчиками лазеров: источники накачки, способы выращивания кристаллов, технология их обработки и др.

Книга Дж. Кэролла написана в увлекательной форме, отличается ясностью и простотой изложения, рассчитанного на самый широкий круг читателей; в полиграфическом отношении она сделана безупречно. Вместе с тем, как ясно из изложенного выше, ей присущи следующие основные недостатки:

1) удельный вес собственно исторического материала явно недостаточен, и издание в целом скорее напоминает пособие для человека, приступающего к работе с лазерами, нежели книгу по истории лазеров;

2) отсутствует глубокий историко-физический анализ;

3) крайне тенденциозное изложение фактов истории создания мазеров и лазеров.

Автор не только не отмечает приоритет советских ученых в решении ряда принципиальных вопросов, но и вообще почти не упоминает об исследованиях, проведенных в Советском Союзе. Прочтя только эту книгу, читатель будет вполне убежден, что как принципы, лежащие в основе работы мазеров и лазеров, так и сами приборы были разработаны исключительно учеными США.

Из всего сказанного выше вытекает необходимость и своевременность серьезных исследований в области истории квантовой электроники. В данной монографии делается попытка такого исследования. Следует оговориться, что собственно приоритетные вопросы не входят в нашу задачу, хотя сам по себе объективный анализ истории любой области естествознания и техники автоматически

выявляет вклад отдельных стран в развитие рассматриваемой области знания.

Основными проблемами данной работы являются:

1) установление периодизации в истории возникновения квантовой электроники;

2) отбор, систематизация и анализ фундаментальных работ, приведших к выработке основных физических понятий и к созданию первых образцов квантовых приборов;

3) выявление и обоснование особенностей развития квантовой электроники.

При работе над монографией были использованы отечественные и зарубежные журналы и книги по квантовой физике, квантовой электронике и истории физики, архивы научно-исследовательских институтов и университетов, материалы союзных и международных конференций и симпозиумов, авторские заявки и патенты.

Анализ указанных материалов позволил установить наиболее естественную, на наш взгляд, периодизацию рассматриваемого отрезка истории квантовой электроники:

I. Период, предшествующий созданию квантовых приборов:

1) зарождение основных физических понятий (1916—1928 гг.);

2) попытка экспериментального обнаружения и первые идеи использования индуцированного излучения (1928—1953 гг.).

II. Период создания первых образцов мазеров и лазеров (1954—1963 гг.):

1) молекулярного генератора;

2) квантового парамагнитного усилителя;

3) оптического квантового генератора.

Указанная периодизация положена в основу разбиения книги на главы.

В главе I исследуется комплекс вопросов, связанных с введением центрального понятия всей квантовой электроники — индуцированного излучения и обоснованием его важнейшего свойства — когерентности. В главе II анализируются попытки экспериментального обнаружения индуцированного излучения и первые идеи, касающиеся нового метода усиления и генерации электромагнитных колебаний. В главах III, IV, V рассматриваются основополагающие работы, приведшие к созданию первых образцов молекулярных генераторов, квантовых парамагнитных усилителей и оптических квантовых генераторов, составляющих ныне три самостоятельных направления квантовой электроники. В главе VI формулируются и обосновываются важнейшие, на наш взгляд, особенности развития квантовой электроники.

Автор выражает благодарность Н. Г. Басову, Б. М. Кедрову, С. Р. Микулинскому за стимулирующий интерес к теме и поддержку, А. Н. Ораевскому и В. А. Фабриканту за ценные советы и критические замечания в процессе написания книги, Я. Г. Дорфману и Л. С. Полаку, взявшим на себя труд прочтения рукописи и сделавшим важные указания.

## ЗАРОЖДЕНИЕ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПОНЯТИЙ

Все приборы квантовой электроники в радио- и оптическом диапазоне длин волн — мазеры и лазеры — основаны на новом принципе генерации и усиления электромагнитных волн путем индуцированного излучения квантовых систем (молекул, атомов, ионов). Наиболее важным и характерным свойством индуцированного излучения, позволившим создать мазеры и лазеры, является его когерентность вынуждающему излучению.

В настоящей главе рассматриваются вопросы, касающиеся открытия индуцированного излучения и установления его когерентности в элементарном акте излучения.

### § 1. Индуцированное излучение

Существование явления индуцированного излучения было теоретически предсказано А. Эйнштейном [1, 2] в 1916 г. при новом выводе формулы Планка.

В планковском выводе знаменитой формулы распределения энергии в излучении черного тела [3] присутствовал один явно противоречивый момент, беспокоивший в то время многих ученых. При выводе своей формулы, явившейся исходным пунктом квантовой теории, М. Планк, как известно, использовал найденное им из классической теории соотношение между плотностью излучения  $\rho$  и средней энергией осциллятора  $\bar{E}$  [4]:

$$\bar{E} = c^3 \rho / 8\pi \nu^3, \quad (I.1)$$

где  $c$  — скорость света, а  $\nu$  — частота колебаний осциллятора.

Вот мнение Эйнштейна по этому поводу: «Однако никого не удовлетворяло, что рассмотрение на основе электродинамики и механики, приводящее к соотношению (I.1), противоречит основной идее квантовой теории; неудивительно, что и сам Планк, и все теоретики, занимающиеся изучением материи, беспрестанно старались придать

теории такой вид, чтобы она покоилась на непротиворечивых предпосылках» [1, стр. 386].

После того как Бор, применив свои хорошо известные постулаты, в 1913 г. создал новую квантовую модель атома, объяснившую линейчатые спектры элементов, квантовая теория освободилась от ограничения, связанного с использованием такой специальной системы, как осцилляторы Планка.

Возникла задача приведения планковского закона излучения в соответствие с боровскими постулатами, которая и была решена Эйнштейном в работах [1, 2] при рассмотрении им равновесного излучения с новых позиций. Введя статистические понятия в квантовую теорию излучения и применив принцип детального равновесия, Эйнштейн смог не только удивительно изящно и по-новому обосновать закон излучения Планка, но и более глубоко проникнуть в суть взаимодействия между веществом и электромагнитным полем. При этом было установлено, что наряду с двумя ранее известными процессами, сопровождающими взаимодействие между веществом и полем, — поглощением и спонтанным излучением — существует третий процесс — индуцированное излучение.

Вряд ли целесообразно излагать здесь содержание работ [1, 2], поскольку они (вернее, вторая более совершенная работа) рассматриваются во всех современных учебниках по квантовой теории. Мы остановимся лишь на существенных для рассматриваемой темы вопросах.

1. Спонтанное излучение (*Ausstrahlung*) и индуцированные процессы (*Einstrahlung*) постулируются Эйнштейном двумя «квантово-теоретическими» гипотезами.

Первая гипотеза относится к спонтанному излучению, понятие которого вводится Эйнштейном по аналогии с известным из классической электродинамики эффектом: «Как известно, согласно Герцу, колеблющийся резонатор Планка излучает энергию независимо от того, возбуждается ли он внешним полем или нет» [2, стр. 396]. Однако Эйнштейн формулирует закон спонтанного излучения как вероятностный закон. Суть гипотезы заключается в том, что в отсутствие внешнего поля излучения существует определенная скорость самопроизвольного перехода молекулы с более высокого энергетического уровня с энергией  $\epsilon_m$  на более низкий уровень с энергией  $\epsilon_n$  и что эта скорость определяется вероятностью перехода  $A_m^n$ .

Эйнштейн записывает свой вероятностный закон спонтанного излучения в виде

$$\text{число переходов в единицу времени} = A_m^n N_m, \quad (I.2)$$

где  $A_m^n$  — постоянная, принадлежащая комбинации уровней с индексами  $m$  и  $n$ , или вероятностный коэффициент спонтанного излучения;  $N_m$  — число молекул на уровне  $m$ .

При каждом самопроизвольном переходе испускается квант <sup>1</sup> с энергией  $h\nu = \epsilon_m - \epsilon_n$ , где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота.

Вводя априорную вероятность спонтанного излучения, Эйнштейн весьма выразительно подчеркнул фундаментальный характер статистического описания тем, что в обеих своих работах указал на аналогию между таким представлением о спонтанном излучении и хорошо известными законами, управляющими превращениями радиоактивных веществ. «Этот переход происходит без внешних воздействий. Едва ли можно представить себе, что он аналогичен чему-либо другому, кроме радиоактивного распада» [1, стр. 389, 390]. «Принятый статистический закон соответствует радиоактивной реакции воображаемому элементарному процессу, такой реакции, при которой излучаются только  $\gamma$ -лучи» [2, стр. 396].

Вторая гипотеза относится к процессам, индуцированным внешним полем, сам факт существования которых берется Эйнштейном также из классической электродинамики: «Если резонатор Планка находится в поле излучения, то энергия резонатора изменяется благодаря тому, что электромагнитное поле излучения совершает над резонатором работу: эта работа может быть положительной и отрицательной в зависимости от соотношения фаз резонатора и осциллирующего поля» [2, стр. 396]. Гипотеза Эйнштейна сводится к тому, что под действием электромагнитного поля частоты  $\nu$  молекула может, во-первых, с определенной вероятностью  $B_n^m$  перейти с более низкого энергетического уровня  $\epsilon_n$  на более высокий  $\epsilon_m$  с поглощением кванта энергии  $h\nu = \epsilon_m - \epsilon_n$ , и, во-вторых, с вероятностью  $B_m^n$  перейти с более высокого уровня  $\epsilon_m$  на более низкий  $\epsilon_n$  с излучением кванта энергии  $h\nu = \epsilon_m - \epsilon_n$ . Первый процесс принято называть резонансным, или индуцированным, поглощением, второй — индуцированным излучением <sup>2</sup>.  $\Sigma$

При этом скорость каждого из этих процессов пропорциональна как соответствующим вероятностным коэффициентам  $B_n^m$  и  $B_m^n$ , так и плотности воздействующего излучения  $\rho$ . Вероятностные законы

<sup>1</sup> В работах [1, 2] Эйнштейн слово квант не употребляет, а говорит, что переход сопровождается «испусканием энергии излучения  $\epsilon_m - \epsilon_n$  с частотой  $\nu$ » [2, стр. 396] или испусканием «некоторого количества энергии  $h\nu$ » [2, стр. 406]. В более поздней работе [5] при повторной формулировке рассматриваемых гипотез Эйнштейн прямо говорит об «испускании кванта  $h\nu$ » [5, стр. 452].

<sup>2</sup> Эйнштейн объединял эти два процесса общим термином «изменения состояний под действием облучения» (Zustandsänderungen durch Einstrahlung) [2, стр. 123]. Позднее в работе [5] А. Эйнштейн и П. Эренфест называют индуцированное поглощение положительным облучением (positive Einstrahlung), а индуцированное излучение — отрицательным облучением (negative Einstrahlung) [5, стр. 302]. По-видимому, общепринятый перевод слова Einstrahlung как индуцированное излучение неверен, так как в этом случае приведенная выше фраза из [2] звучала бы так: «оба процесса мы назовем изменениями состояний под действием индуцированного излучения», что бессмысленно. Поэтому слово «Einstrahlung» следует переводить как «облучение» (глагол einstrahlen — облучать).

индуцированного поглощения и индуцированного излучения в первой записи Эйнштейна выглядят так (см. [1, стр. 390]):

$$\begin{aligned} \text{число переходов с } n\text{-го уровня на } m\text{-й в единицу времени} &= \\ &= B_n^m N_n \rho; \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \text{число переходов с } m\text{-го уровня на } n\text{-й в единицу времени} &= \\ &= B_m^n N_m \rho. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Особо подчеркнем два вытекающих из этой гипотезы обстоятельства, касающиеся индуцированного излучения:

а) индуцированное излучение постулируется Эйнштейном как эффект пропорциональной плотности излучения  $\rho$ , действующего на молекулу;

б) частота испущенного молекулой излучения в точности равна частоте действующего поля.

В работах [1, 2] доказано очень важное положение о том, что при предположении термодинамического равновесия между энергетическими состояниями молекул и излучением процессы индуцированного поглощения и индуцированного излучения имеют одинаковую вероятность, т. е. что

$$B_n^m = B_m^n. \quad (1.5)$$

Это равенство<sup>1</sup> явилось следствием того факта, что только в случае его выполнения имеет место формула излучения Планка.

Однако в соответствии с больцмановским законом распределения  $N_m/N_n = \exp[-(\epsilon_m - \epsilon_n)/kT]$  ( $k$ —постоянная Больцмана) более высокие энергетические уровни имеют меньшую населенность (число молекул). Поэтому в условиях термодинамического равновесия акты поглощения происходят значительно чаще, нежели акты индуцированного излучения, при этом разница компенсируется спонтанными переходами. Несмотря на то, что элементарные акты индуцированного излучения и поглощения имеют одинаковую вероятность, в условиях обычного эксперимента (термодинамическое равновесие) индуцированное излучение в чистом виде не обнаруживается. И все же соотношение (1.5) сыграло очень важную роль в истории возникновения мазеров и лазеров, так как именно оно навело на мысль, что индуцированное излучение может быть обнаружено лишь в таких условиях опыта, когда нарушено термодинамическое равновесие. Подробное рассмотрение первых идей и попыток в этом направлении будет проведено в следующей главе.

Каков же научный резонанс на работы Эйнштейна 1916 г.? В 20-х годах появилось большое число журнальных статей, в той или иной мере затрагивающих рассматриваемые работы, авторами статей яв-

<sup>1</sup> В записи Эйнштейна равенство (1.5) выглядело так (см. [2, стр. 390]):  $B_n^m \rho_n = B_m^n \rho_m$ , где  $\rho_n$  и  $\rho_m$  — статистические веса  $n$ - и  $m$ -го уровней. (Им рассматривался общий случай, когда имело место вырождение уровней.)

лялись такие крупные физики, как Бор, Борн, Иордан, Дарроу и др. Во всех научных обзорах тех лет главное внимание обращено, во-первых, на то, что, по Эйнштейну, элементарные процессы излучения и поглощения происходят путем обмена квантами поля, обладающими определенными импульсами («Здесь после долгого перерыва импульсы световых квантов  $h\nu/c$  снова предстали глазам физиков, и с тех пор они уже не переставали служить предметом дискуссии» (Иордан, 1930)), и, во-вторых, на вероятностный случайный характер законов излучения. Вопросы же, связанные с индуцированным излучением и его особыми свойствами, в научных обзорах тех лет не обсуждались. Очевидно, это объяснялось тем, что большинство физиков считало индуцированное излучение незначительным эффектом, который введен Эйнштейном лишь для нового вывода формулы Планка и не имеет какого-либо практического значения.

Характерно, что в наши дни, уже после создания мазеров и лазеров, в любом научном обзоре и популярном очерке, журнальной статье и монографии, касающихся квантовой электроники или даже квантовой физики вообще, когда речь идет об Эйнштейне, акцент делается именно на индуцированное излучение. При этом существуют две несопадающие точки зрения по вопросу введения понятия индуцированного излучения, которые можно свести к следующим двум формулировкам:

а) Эйнштейн *постулировал* индуцированное излучение в 1917 г.; см., например [6, стр. 4] или [7, стр. 599] (иногда указывается 1916 г.);

б) Эйнштейн *ввел* понятие индуцированного излучения из *классической электродинамики* в квантовую физику в 1917 г.

На наш взгляд, в этом небезынтересно разобраться. С этой целью приведем ряд высказываний авторов группы б), после чего попытаемся показать несостоятельность их точки зрения.

М. Гарбуни в книге «Физика оптических явлений», рассматривая энергию, которую поле излучения передает классическому затухающему осциллятору, пишет: «Нужно отметить, что конечный эффект может заключаться и в передаче энергии полю за счет отрицательного поглощения (или индуцированного излучения)» [8, стр. 86]. И далее, ссылаясь на этот вывод, подчеркивает: «Индукцированная передача энергии от осциллятора к электромагнитному полю была предсказана уже классической теорией» [8, стр. 99]. Наконец, подходя к вопросам генерации и усиления за счет индуцированного излучения, снова утверждает: «Впервые мысль о возможности участия вещества в генерации и пропускании когерентного света появилась в связи с допущением отрицательного поглощения, постулированного классической электродинамикой на рубеже двух последних столетий. Однако лишь Эйнштейн указал на важное свойство процесса отрицательного поглощения...» [8, стр. 337]. Таким образом, по мнению Гарбуни, понятие индуцированного излучения существовало в классической электродинамике, и Эйнштейн, оперируя квантовыми представлениями, лишь указал на его важное свойство

• (речь идет об идентичности фотонов воздействующего и индуцированного излучения по энергии и импульсу).

• В. Гайтлер в монографии «Квантовая теория излучения» [9] при рассмотрении классической теории «передачи энергии от падающей волны к осциллятору» также делает вывод, что в классической электродинамике имеется аналог индуцированного излучения. Приведем его рассуждения: «Для одной определенной  $\nu$ -й компоненты Фурье уравнение движения осциллятора будет <sup>1</sup>

$$\ddot{x} + \nu_0^2 x = \frac{e}{m} E(\nu) \cos(\nu t + \delta_\nu), \quad (I.6) \quad \blacktriangleright$$

$\delta_\nu$  — сдвиг фазы этой отдельной волны. (Допускаем, что эти сдвиги фаз распределены случайным образом.) Поскольку для каждой отдельной частоты  $\nu$  передача энергии будет зависеть в основном от разности фаз между осциллятором и волной, то нам придется принять во внимание и свободные колебания осциллятора. Выберем решение (I.6) таким образом, чтобы при  $t = 0$  имелись только свободные колебания. Такое решение

$$x = \frac{e}{m} E(\nu) \frac{1}{\nu_0^2 - \nu^2} [\cos(\nu t + \delta_\nu) - \cos(\nu_0 t + \delta_\nu)] + b \sin(\nu_0 t + \Theta), \quad (I.7) \quad \blacktriangleright$$

где  $b$  — амплитуда;  $\Theta$  — фаза колебаний осциллятора при  $t = 0$ . Передача энергии осциллятора за единицу времени (и на интервал частот) будет равна работе, выполненной световой волной

$$\epsilon_\nu = e(\dot{x} E(\nu)) \cos(\nu t + \delta_\nu). \quad (I.8) \quad \blacktriangleright$$

Если теперь проинтегрировать (I.8) по времени  $\tau$ , содержащему целое число периодов  $1/\nu$ , то член с  $\cos(\nu t + \delta_\nu)$  в (I.7) обратится в нуль и мы получим

$$\int_0^\tau \epsilon_\nu dt = \frac{e^2 E^2(\nu)}{m} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_0^2 - \nu^2} \int_0^\tau dt \sin(\nu_0 t + \delta_\nu) \cos(\nu t + \delta_\nu) + e(E(\nu) b) \nu_0 \int_0^\tau dt \cos(\nu_0 t + \Theta) \cos(\nu t + \delta_\nu). \quad (I.9) \quad \blacktriangleright \blacktriangleright$$

• Этот интеграл зависит от фаз и может принимать даже отрицательные значения. Последнее означает, что для некоторых фаз осциллятор передает энергию световой волне (индуцированное излучение света)» [9, стр. 54 (1-е изд.), стр. 51 (3-е изд.)] <sup>2</sup>.

• Действительно, в случае, если волна и осциллятор находятся в противофазе, т. е.  $\delta_\nu - \Theta = \pm \pi$ , второй интеграл (I.9) окажется

<sup>1</sup> В этом и дальнейших цитируемых фрагментах нумерация формул изменена в соответствии с нумерацией данной книги.

<sup>2</sup> Выделено И. Д.

отрицательным и при резонансе ( $\nu_0 = \nu$ ) будет равен  $-2 beE(\nu_0) \times \times \sin \nu t$ . Физический смысл отрицательной величины энергии взаимодействия осциллятора и поля состоит в потере осциллятором энергии и увеличении энергии поля.

Как видим, если колебания волны и осциллятора происходят в противофазе, то энергия их взаимодействия оказывается отрицательной и имеет место передача энергии осциллятора полю. Однако эта энергия пропорциональна **первой** степени напряженности поля, а не плотности излучения (**квадрату** напряженности поля), которой, по Эйнштейну, пропорционально индуцированное излучение. Очевидно, что выделенное место в цитированном отрывке из Гайтлера является ошибочным утверждением. Кроме того (и это справедливо отмечается Гайтлером), рассмотренный случай является нереальным, так как в действительности фазы осцилляторов распределены по случайному закону и после усреднения по  $\delta$ , «последний член (I.9) исчезает, а первый член всегда положителен и равен

$$\int_0^{\tau} \bar{\epsilon}_v dt = \frac{e^2 E^2(\nu)}{2m} \cdot \frac{\nu_0}{\nu_0^2 - \nu^2} \cdot \frac{1 - \cos(\nu_0 - \nu)\tau}{\nu_0 - \nu}. \quad (I.10)$$

Эта передача энергии велика лишь вблизи резонансной частоты  $\nu = \nu_0$ . Поэтому можно положить  $\nu = \nu_0$  [9, стр. 54 (1-е изд.), стр. 52 (3-е изд.)].

Таким образом, реально наблюдаемым явлением при резонансном взаимодействии поля волны с гармоническими осцилляторами является резонансное поглощение осцилляторами энергии поля. При этом величина поглощения пропорциональна квадрату напряженности поля волны, т. е. интенсивности (плотности) излучения (как и в постулате Эйнштейна). Поэтому резонансное поглощение, рассматриваемое классической электродинамикой, является классическим аналогом индуцированного поглощения. Вместе с тем классический эффект передачи энергии осциллятора полю при определенном соотношении фаз (сдвиг на  $\pi$ ) не является классическим аналогом индуцированного излучения, хотя нередко ошибочно считается таковым. Как было показано, этот классический эффект пропорционален первой степени напряженности воздействующего поля, тогда как индуцированное излучение, постулированное Эйнштейном, пропорционально интенсивности (плотности) воздействующего поля, т. е. в классическом представлении является эффектом, пропорциональным квадрату напряженности поля.

Итак, индуцированное излучение впервые теоретически предсказано Эйнштейном в квантовой физике в 1916 г. Ошибочные указания на 1917 г. («Phys. Zeitschr.», 1917, Bd. 18, S. 121), по-видимому, связаны с большей популярностью и тиражом журнала «Physik. Zeitschrift», где была перепечатана статья [2], по сравнению с цюрихским издательством.

Теперь рассмотрим некоторые вопросы, касающиеся действительного аналога индуцированному излучению в классической

физике. Формула Планка, как было уже сказано, выведена Эйнштейном в предположении существования индуцированного излучения.

При малых частотах ( $h\nu \ll kT$ ) формула Планка

$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (I.11)$$

где  $u(\nu, T)$  — плотность излучения частоты  $\nu$  при температуре  $T$ ;  $h = 6,62 \cdot 10^{-27}$  эргсек (постоянная Планка);  $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$  эрг  $\times$  град $^{-1}$  (постоянная Больцмана) переходит в классическую формулу Релея — Джинса

$$u(\nu, T) = 8\pi kT\nu^2/c^3, \quad (I.12)$$

не содержащую, естественно, постоянной Планка, но учитывающую наличие индуцированного излучения. (Без учета индуцированного излучения формула Планка, как известно, переходит в формулу Вина.) Из этого обстоятельства следует, что индуцированное излучение не может быть чисто квантовым эффектом и должно присутствовать и в классической теории излучения.

Первая попытка построения классической теории спонтанного излучения и индуцированных процессов была предпринята Планком в 1921 г. в его «Лекциях по теории теплового излучения» [10]: «индуцированные процессы обуславливают, кроме поглощения, еще и сильные флуктуации энергии осцилляторов, и эти флуктуации играют, разумеется, важную роль среди процессов, которые нужно учитывать при установлении стационарного состояния системы осцилляторов» [10, стр. 152]. Существенно новым моментом для классической теории излучения является рассмотрение системы жестких ротаторов. Напомним, что жесткий ротатор, энергия которого пропорциональна квадрату круговой частоты, является нелинейным осциллятором. В частности, Планком было показано, что индуцированные<sup>1</sup> процессы определяются средней квадратичной флуктуацией энергии ротаторов, пропорциональной интенсивности падающего излучения.

Забегая вперед, укажем, что в последние годы, уже после создания мазеров и лазеров, был проведен ряд исследований по классической теории индуцированных процессов при ее сопоставлении с квантовомеханической теорией (см., например, [11—13]), в которых, как это ни странно, нет ссылок на указанную работу Планка. В этих исследованиях показано, что классическая теория индуцированного излучения не может быть создана на модели одиночного осциллятора (как линейного, так и нелинейного), что для ее построе-

<sup>1</sup> Планк вслед за Эйнштейном пользовался терминами *Ausstrahlung* и *Einstrahlung*. В вышедшей в 1935 г. в русском переводе более поздней монографии Планка «Теория теплового излучения» (М., 1935) слово *Ausstrahlung* переведено как собственное излучение, т. е. спонтанное излучение, а *Einstrahlung* — как внешнее излучение; при этом под отрицательным внешним излучением следует понимать индуцированное излучение. На наш взгляд, перевод *Einstrahlung* словом облечение исключает необходимость в дополнительном слове внешнее.

ния необходимо рассматривать ансамбль нелинейных осцилляторов. В этом случае индуцированные процессы (излучение и поглощение классических частиц разделить невозможно) обусловлены группировкой нелинейных осцилляторов под действием внешнего поля с синхронным излучением образовавшихся сгустков; поле излучения сгустков приводит либо к увеличению внешнего поля (индуцированное излучение), либо к его уменьшению (индуцированное поглощение).

При этом теория дает, «что индуцированные процессы в общем случае определяются как средней энергией  $\langle \delta E \rangle$ , передаваемой одному осциллятору, так и средней квадратичной флуктуацией  $\langle \delta E \rangle^2$ » [13, стр. 615]. Как видим, это заключение современной строгой теории хорошо согласуется с выводами Планка в [10].

Далее, в работах [11—13] показано, что «способностью при определенных условиях не поглощать, а усиливать падающую радиацию в одинаковой мере обладают и квантовые, и классические системы» [13, стр. 613]. И действительно, недавно в Советском Союзе под руководством А. В. Гапонова [14] создан классический мазер, в котором роль ансамбля нелинейных осцилляторов играет поток электронов, вращающихся в постоянном магнитном поле. Здесь используется циклотронный резонанс, предсказанный Я. Г. Дорфманом в 1951 г. [15] и названный им первоначально диамагнитным резонансом. Приборы, дающие индуцированное циклотронное излучение в коротковолновой части СВЧ, получили название мазеров на циклотронном резонансе (МЦР).

Упомянутые теоретические соображения и успешное создание классического мазера самым убедительным образом свидетельствуют о том, что индуцированное излучение не является сугубо квантовым эффектом, а имеет классический аналог, который, однако, отнюдь не является тривиальным.

Рассматривавшаяся обычно модель, состоящая из линейных (гармонических) осцилляторов, хоть и наиболее проста, но вместе с тем весьма ограничена. Это является причиной исчезновения при рассмотрении взаимодействия таких осцилляторов с полем ряда эффектов, в том числе к исчезновению индуцированного излучения (последнее связано с эквидистантностью энергетических уровней гармонических осцилляторов).

Итак, понятие индуцированного излучения введено вначале в квантовой физике, и лишь позже был найден его классический аналог. Кстати, и приборы, основанные на индуцированном излучении квантовых систем (мазеры и лазеры), возникли также раньше классических мазеров.

Причина этого интересного исторического факта, на наш взгляд, заключается в следующем. Индуцированное излучение в квантовой теории является гораздо более естественным логическим построением и может быть осмыслено на более простой модели, нежели в классической физике. В подтверждение справедливости этого высказывания укажем на ряд существенных особенностей обеих теорий.

Во-первых, в квантовой теории эффект индуцированного излучения имеет место и на единичном объекте, тогда как в классической физике необходим ансамбль осцилляторов. При взаимодействии классического осциллятора и поля наблюдается лишь поглощение. Физическая причина этого заключается в том, что не существует способа сообщить осциллятору энергию, не возбудив в нем дипольного момента, т. е. колебания осциллятора всегда синфазно следят за вызывающими их колебаниями поля. Ансамбль осцилляторов при определенных условиях способен дать индуцированное излучение, так как в среднем система не будет обладать дипольным моментом.

Во-вторых, в то время как квантовая теория рассматривает индуцированное излучение и индуцированное поглощение независимо (переходы вниз и вверх), эти два процесса при рассмотрении классических частиц разделить невозможно. Единственной величиной, которая может входить в классическую теорию и реально наблюдаться, является разность мощностей поглощенного и индуцированного излучения.

В-третьих, учет нелинейности (неэквидистантности энергетических уровней) в квантовой физике происходит значительно проще.

Развитая Эйнштейном квантовая теория излучения еще до создания квантовой механики явилась в известной мере продуктом его безошибочной интуиции. Естественно, что в ней присутствуют ряд моментов, отражающих неполноту квантовой физики в целом. Так, три вероятностных коэффициента переходов объединены у Эйнштейна лишь двумя уравнениями (при задании двух коэффициентов мог быть вычислен третий.) Кроме того, эти коэффициенты были определены только по отношению друг к другу, а не через другие атомные константы. Далее, результатом того, что понятие индуцированного излучения и его основные особенности были Эйнштейном постулированы, а не вытекали из самой теории, явилось неполное раскрытие свойств индуцированного излучения (имеется в виду строгое доказательство его когерентности, которой специально посвящается следующий параграф). Существовало и еще одно обстоятельство, беспокоившее самого Эйнштейна: с появлением у кванта импульса (см. также следующий параграф) в еще большей степени обострилось противоречие между корпускулярными и волновыми представлениями о свете.

Все отмеченные слабые стороны теории излучения Эйнштейна смогли быть устранены лишь на следующем этапе развития физической науки, а именно в рамках квантовой механики.

Строгая квантовомеханическая теория излучения была разработана Р. Дираком в период 1927—1930 гг. [16, 17]. В ней Дираку удалось дедуктивным способом обосновать вероятностные законы излучения Эйнштейна. В дополнение к двум эйнштейновским уравнениям, связывающим вероятностные коэффициенты спонтанного излучения  $A_m^n$ , индуцированного излучения  $B_m^n$  и индуцированного поглощения  $B_n^m$

$$B_n^m = B_m^n; \quad A_m^n/B_m^n = \alpha\nu^3, \quad (I.13)$$

где  $\alpha$  — некая постоянная (из закона излучения Планка следует, что эта постоянная равна  $8\pi h/c^3$ ), Дираком получено третье необходимое уравнение, связывающее вероятности всех трех процессов при взаимодействии электронного поля и атома между собой и с атомными константами

$$B_n^m = \frac{8\pi^3 e^2}{3h^2} |r_{mn}|^2, \quad (I.14)$$

где  $r_{mn}$  — матричный элемент, для вычисления которого необходимо располагать системой собственных волновых функций свободного атома<sup>1</sup>.

Значение уравнения, введенного Дираком, заключается в том, что оно определяет вероятность индуцированного излучения за 1 сек на единицу плотности излучения.

Разумеется, это лишь один из моментов развитой Дираком полной теории элементарного акта излучения. На проведенном им строгом обосновании важнейшего свойства индуцированного излучения — когерентности — мы остановимся в следующем параграфе.

## § 2. Когерентность индуцированного излучения

Оптические квантовые генераторы (лазеры) принципиально отличаются от всех других (тепловых) источников света когерентностью своего излучения, благодаря чему стали возможны разнообразные и многообещающие применения мазеров и лазеров в самых различных областях науки и техники.

Этот параграф посвящен истории установления когерентности индуцированного излучения в его элементарном акте. Вопросы когерентности излучения очень большого числа частиц в мазерах и лазерах будут рассмотрены в соответствующих главах.

Два предварительных замечания.

Первое замечание касается истории понятия когерентности<sup>2</sup>. Важность условия, при котором волны когерентны (буквально — связаны друг с другом), была впервые выявлена в классической оптике в связи с явлением интерференции света. В 1801 г. Т. Юнг при установлении открытого им «простого и общего закона» интерференции [18, 19] дал первую формулировку условия когерентности: интерферируют «две части одного и того же света» [18, стр. 380]. Классический опыт Юнга по интерференции от двух щелей, предпринятый им для доказательства волновой природы света, служит и в наши дни хорошей проверкой степени когерентности как тепловых, так и лазерных источников излучения. Исторически понятие когерентности было введено с точки зрения выполнения эксперимента: наличие интерференционных полос с единичной видимостью стало считаться

<sup>1</sup> Для магнитных дипольных переходов матричный элемент по порядку величины обычно равен магнетону Бора. Матричные элементы электронных переходов, как правило, в сотни раз больше.

<sup>2</sup> Слово когерентность происходит от латинского *cohaerentio* — сцепление, связь.

признаком полной когерентности источников, отсутствие интерференциальных полос (нулевая видимость картинки) — признаком полной некогерентности, промежуточные случаи — частичная когерентность. С течением лет понятие когерентности углублялось и расширялось, и постепенно стало ясно, что идея когерентности охватывает всю область статистических явлений и может быть использована не только в оптике, но и в акустике, теории информации, радиофизике. В современной наиболее широкой трактовке когерентность понимается как согласованное протекание двух (или большего числа) случайных процессов. Нас, естественно, будет интересовать когерентность индуцированного излучения.

Второе замечание связано с тем, что между когерентностью обычного теплового излучения и когерентностью лазерного излучения существует качественное различие. Поэтому целесообразно в нескольких словах напомнить суть традиционного понятия когерентности в классической оптике. Как известно, источники оптического излучения состоят из множества осцилляторов (молекул, атомов, ионов). Акты испускания каждого элементарного осциллятора, длящиеся, как правило, от  $10^{-5}$  до  $10^{-8}$  сек, следуют друг за другом в статистическом беспорядке со случайно распределенными фазами. Кроме того, фазы волн, испускаемых в данный момент времени различными элементарными излучателями протяженного источника, также распределены по закону случая. В связи со сказанным на освещенном экране наблюдается среднее статистическое значение суммарного эффекта, и интерференционная картина отсутствует. Таким образом, тепловые источники излучения являются принципиально некогерентными: у них отсутствует (или почти отсутствует) корреляция между соответствующими параметрами (фаза, амплитуда, поляризация) отдельных волн. Поэтому, чтобы получить интерференционную картину с помощью обычных источников света, применяют искусственный прием: определенным способом раздваивают луч и затем объединяют обе компоненты. При этом интерференционная картина будет образовываться волнами, попарно выходящими из одной точки источника в течение одного акта испускания. Именно этот вид когерентности имеют в виду в классической оптике, когда говорят о когерентности в связи с опытами по интерференции. Фактически речь идет о когерентности двух лучей одного и того же акта спонтанного излучения, в то время как само спонтанное излучение является некоррелированным процессом.

Когерентность индуцированного излучения — когерентность совершенно иного рода. А именно, когда говорят о когерентности элементарного акта индуцированного излучения, имеют в виду когерентность индуцированного излучения вынуждающему его излучению, подразумевая при этом полную корреляцию между всеми параметрами вынуждающего и индуцированного света<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> То же относится и к индуцированному излучению в коротковолновой части радиодиапазона.

В работе [2] Эйнштейном, кроме вывода планковского закона при условии существования индуцированного излучения, в законченном и очень общем виде обсуждается никогда прежде не затрагивавшаяся проблема обмена импульсами между молекулой и излучением. Уже в вводящей части работы он пишет: «Если молекула при переходе из одного возможного, с точки зрения квантовой теории, состояния в другое получает или отдает энергию  $\epsilon$  в виде излучения, то элементарный процесс такого рода можно представить себе либо частично или полностью пространственно-направленным, либо симметричным (ненаправленным). Оказывается, что к непротиворечивой теории мы придем только в том случае, если все элементарные процессы будем считать полностью направленными» [2, стр. 395].

Эйнштейн исходит из того, что передача квантованных количеств энергии не должна нарушать максвелловского распределения газа по скоростям, т. е. молекула должна в этом случае получать определенный импульс. В результате детального теоретического рассмотрения этого вопроса Эйнштейн приходит к следующему выводу: «Если пучок лучей воздействует на встретившуюся ему молекулу так, что она посредством элементарного процесса получает или отдает в форме излучения некоторое количество энергии  $h\nu$  (индуцированное излучение), то молекула всегда будет получать и импульс  $h\nu/c$  при поглощении энергии в направлении движения пучка, а при испускании — в противоположном направлении. Если молекула находится под воздействием нескольких направленных пучков лучей, то в элементарном процессе индуцированного излучения принимает участие только один из них; тогда этот пучок определяет направление получаемого молекулой импульса.

Если молекула теряет энергию без внешнего возбуждения (спонтанное излучение), то этот процесс также является *направленным*. Спонтанного излучения в виде сферических волн не существует. В элементарном процессе спонтанного излучения молекула получает импульс отдачи, величина которого равна  $h\nu/c$ , а направление определяется, согласно современному состоянию теории, лишь «случайностью» [2, стр. 406].

Итак, по утверждению Эйнштейна:

а) при индуцированном поглощении кванта  $h\nu$  молекула поглощает его и получает импульс  $h\nu/c$  в направлении падающего кванта;

б) при индуцированном излучении молекула испускает квант  $h\nu$ , имеющий то же направление, что и квант вынуждающего поля, в то время как молекула получает импульс  $h\nu/c$  и движется в обратном направлении;

в) при спонтанном излучении квант с энергией  $h\nu$  и импульсом  $h\nu/c$  испускается в каком-то одном случайном направлении, а молекула получает такой же импульс (отдачу) в обратном направлении.

Эйнштейн писал: «Однако самым важным, на мой взгляд, является вывод, касающийся импульса, который передается молекуле при спонтанном и индуцированном излучениях» [2, стр. 405], а заключение о направленности элементарных процессов излучения

считал «основным результатом» своей работы. Таким образом, в 1916 г. Эйнштейн в [2] указал на важнейшее свойство индуцированного излучения, заключающееся в следующем: если квант с энергией  $h\nu = \epsilon_m - \epsilon_n$  и импульсом  $h\nu/c$  встречается с молекулой (атомом), находящейся в энергетическом состоянии  $\epsilon_m$ , то он может вызвать ее (его) переход в низшее состояние  $\epsilon_n$  с испусканием кванта, идентичного себе по энергии (частоте) и импульсу (направлению распространения). Иными словами, Эйнштейн вплотную подошел к представлению об абсолютной тождественности (когерентности) индуцированного и вынуждающего квантов света.

Отметим, что в работе [2] ничего не говорится об одинаковой поляризации обоих квантов. Между тем, в более поздней обобщающей работе Эйнштейна и Эренфеста [5] указывается, что «... исследуемый элементарный процесс или его вероятность будет зависеть от ориентации молекулы и от направления и поляризации пучка света, взаимодействующего с молекулой в упомянутом процессе» [5, стр. 304]. И далее следует очень важное утверждение о тождественности квантов: «Поэтому в нашем рассмотрении мы должны предполагать для каждого перехода  $Z \rightarrow Z^*$  существование перехода  $Z^* \rightarrow Z$ , такого, что при первом процессе поглощается квант того же направления и вообще тождественный тому кванту, который испускается во втором процессе» [5, стр. 304]. Из всего сказанного вытекает, что Эйнштейн не только теоретически предсказал существование индуцированного излучения, но и впервые указал на его особое свойство — когерентность.

Отметим, что по последнему вопросу в современной литературе нет четкого мнения. Так, в Нобелевской лекции Прохорова [7] по этому поводу сказано следующее: «Эти два кванта неразличимы, их частота и направление совпадают. Это очень важное свойство индуцированного излучения, на которое, видимо, впервые было указано Дираком в 1927 г., и позволило создать квантовые приборы» [7, стр. 599]. Можно привести еще один пример, когда указание на когерентность индуцированного излучения приписывается Дираку, а не Эйнштейну. Н. В. Карлов и О. Н. Крохин [20] пишут: «Индукцированное излучение квантовых систем было постулировано в 1917 г. в работе А. Эйнштейна. В этой работе рассматривались вопросы, связанные с передачей импульса и энергии атомами и молекулами при поглощении и испускании фотонов, обуславливающей термодинамическое равновесие между излучением и веществом. Позднее Дираком в связи с развитием квантовой теории излучения были рассмотрены некоторые свойства индуцированного излучения, в частности, вопросы, относящиеся к когерентности» [20, стр. 388].

Дирак, действительно, много сделал в обосновании когерентности индуцированного излучения, и это будет рассмотрено ниже, но все же первые указания на особое свойство индуцированного излучения сделаны Эйнштейном. В этой связи интересна убежденность Эйнштейна в справедливости своих выводов, несмотря на то что само понятие и его особое свойство были им фактически постулированы за-

долго до создания квантовой механики и не были обоснованы со всей строгостью теории. Убежденность, которую не смогли поколебать вскрывшиеся противоречия и неполнота теории в целом, что, однако, в немалой степени беспокоило и самого Эйнштейна. Действительно, постулированные свойства энергии и импульса могли быть описаны только на основании корпускулярных представлений (в волновом представлении не могло быть и речи о предпочтительном направлении акта испускания), между тем корпускулярная теория не могла объяснить интерференционных явлений — единственного средства для определения тех самых понятий частоты и длины волны, которые входили в соотношения для энергии и импульса кванта. Это противоречие, а также тот факт, что в описании процесса спонтанного излучения посредством статистической закономерности играет роль «случайность», нашли отражение в следующем критическом замечании самого Эйнштейна: «Слабость теории заключается, с одной стороны, в том, что она не приводит нас к более тесному объединению с волновой теорией, и, с другой стороны, в том, что время и направление элементарного процесса предоставляются «случаю»» [2, стр. 406]. И все же эта фраза заканчивается весьма оптимистично: «Впрочем, я полностью уверен в надежности выбранного метода».

Об убежденности Эйнштейна в направленности элементарного процесса излучения свидетельствует также дискуссия между Эйнштейном и Иорданом. В «Замечании к статье П. Иордана «К теории излучения квантов»» [21] Эйнштейн доказывает ошибочность принятой Иорданом [22] попытки опровергнуть основное теоретическое утверждение о «передаче импульса молекуле при каждом элементарном процессе поглощения или излучения» [20, стр. 785], т. е. опровергнуть утверждение об «игольчатости», или остронаправленности, процесса излучения (*Nadelstrahlung*). По гипотезе Иордана при элементарном процессе поглощения или излучения энергия приходит или уходит не по одному какому-либо направлению, как это имеет место в гипотезе Эйнштейна, а имеет определенное угловое распределение по направлениям, не зависящее от распределения вынуждающего излучения по направлениям. На примере неподвижной молекулы Эйнштейн показал, что гипотеза Иордана противоречит опытным данным в области поглощения света.

Вообще положению о направленности элементарных процессов; в частности, совпадению направлений индуцированного и вынуждающего квантов, положению, которое, совместно с тождественностью частот вынуждающего и индуцированного квантов, составляет основу представления о когерентности, Эйнштейн в [2, 5] придает особое значение, считая «основным результатом» этих работ. По поводу направленности процесса излучения (наличия импульса у кванта) Эйнштейн писал: «Эти свойства элементарного процесса ... делают почти неизбежным построение подлинно квантовой теории излучения» [2, стр. 406].

Квантовомеханическая теория излучения, как уже указывалось в предыдущем параграфе, была развита Дираком в [16, 17]. Исходя

из законов квантовой механики, он исследовал все аспекты теории элементарных актов излучения и поглощения, в частности, нашел выражение для вероятности индуцированного и спонтанного излучений. Для нас здесь существенны выводы, касающиеся когерентности индуцированного и вынуждающего фотонов<sup>1</sup>.

Уже в [16] Дирак указывает на то, что определенным образом поляризованное вынуждающее излучение может вызвать лишь такую же поляризацию у индуцированного излучения. В этом отношении интересно подстрочное примечание на стр. 261: «Отношение индуцированного излучения к спонтанному в настоящей теории является вдвое больше соответствующей величины у Эйнштейна. Это происходит потому, что в настоящей теории поляризованная компонента источника излучения может стимулировать излучение, поляризованное только таким же образом, в то время как две эйнштейновские поляризованные компоненты обрабатывались вместе». Отсюда видно, что Дирак обращает внимание читателей на то обстоятельство, что в его теории, помимо частоты и направления излучения, в дополнение к теории Эйнштейна, рассматривается и поляризация индуцированного и воздействующего излучений.

Полученное им выражение для вероятности испускания состоит из двух слагаемых, одно из которых не зависит от интенсивности падающей радиации и связано со спонтанным излучением, а второе, пропорциональное интенсивности падающей радиации (числу фотонов в определенном состоянии), есть индуцированное излучение. И Дирак делает следующий очень важный вывод: «Это значит, что когда падающего излучения нет, все же существует некоторое испускание, но испускание должно увеличиться при наличии падающего в том же направлении излучения, обладающего той же частотой и тем же состоянием поляризации, что и рассматриваемое испускаемое излучение» [17, стр. 277]. Итак, в результате развития квантовой механической теории излучения Дираку удалось обосновать тот факт, что индуцированное и вынуждающее излучения обладают одной и той же частотой, одним и тем же состоянием поляризации и распространяются в одном и том же направлении, т. е. имеет место абсолютная тождественность (когерентность) вынуждающего и индуцированного фотонов.

Теперь уже когерентность (как, впрочем, и само понятие индуцированного излучения) не является гипотезой, предпосылкой теории, а выступает как следствие, как элемент необходимости при рассмотрении излучения, исходя из квантовомеханических представлений.

Таким образом, к 1930 г. Дираком была впервые совершенно строго доказана когерентность вынуждающего и индуцированного излучений (элементарный акт). Отметим, что Дирак не касался во-

<sup>1</sup> В противоположность Эйнштейну, который не конкретизировал величину количества энергии  $h\nu$  [2] или кванта [5], Дирак в своей теории излучения все время говорит о световых квантах — фотонах.

просов, связанных с фазой. Это вполне естественно, так как им не рассматривалось излучение ансамбля частиц. Напомним, что в квантовой волне фаза является характеристикой излучения ансамбля частиц. Что же касается элементарного акта излучения, который только и исследовался Дираком, то здесь фаза в силу соотношения неопределенностей между числом фотонов и фазой является полностью неопределенной. И именно потому, что Дирак не рассматривал излучение ансамбля, состоящего из большого числа частиц, им не было сказано последнее слово в вопросе когерентности индуцированного излучения. Когерентность (синфазность) излучения большого числа частиц была выяснена лишь в период, непосредственно предшествовавший созданию квантовых приборов — мазеров и лазеров, а именно в 50-е годы.

## Выводы

1. Понятие индуцированного излучения впервые сформулировано Эйнштейном в 1916 г. в квантовой физике. Известный из классической электродинамики эффект передачи энергии осциллятора полю не является классическим аналогом индуцированного излучения.

2. Первая попытка построения классической теории индуцированного излучения сделана Планком в 1921 г. (классическая теория индуцированного излучения, отражающая все его особенности, создана уже после появления первых квантовых приборов).

3. Тот факт, что понятие индуцированного излучения было впервые введено в квантовой теории, объясняется значительно более сложной моделью этого явления в классической физике.

4. Особое свойство индуцированного излучения — его когерентность вынуждающему излучению — теоретически предсказано Эйнштейном.

5. Строгое обоснование существования индуцированного излучения и наличия когерентности в элементарном акте излучения проведено Дираком в созданной им квантовомеханической теории излучения.

## УСЛОВИЕ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ И ПЕРВЫЕ ИДЕИ НОВОГО ПРИНЦИПА УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИИ

После того как в 1916 г. А. Эйнштейн теоретически предсказал индуцированное излучение, в реальности существования этого явления уже не было сомнений. А между тем долгие годы не предпринималось никаких попыток его экспериментального обнаружения. В обычных условиях термодинамического равновесия индуцированное излучение всегда маскируется превосходящим его резонансным поглощением. (Хотя, по Эйнштейну, оба элементарных процесса и имеют одинаковую вероятность, в соответствии с бoльцмановским законом распределения для термодинамического равновесия более высокие энергетические уровни имеют меньшую населенность по сравнению с более низкими уровнями.)

В настоящее время хорошо известно, что индуцированное излучение может преобладать над поглощением лишь в случае, если квантовые системы (атомы, молекулы, ионы) находятся в термодинамически неравновесном, инвертированном состоянии, когда число частиц, находящихся на более высоком энергетическом уровне, превосходит их число на более низком уровне. Такие среды в современной терминологии называют активными средами, средами с инверсной населенностью<sup>1</sup>.

Инверсия — важнейшее необходимое условие работы квантовых усилителей и генераторов. Математическая запись условия инверсии

$$N_k q_j > N_j q_k, \quad (\text{II.1})$$

где индекс  $j$  указывает на принадлежность к нижнему, а индекс  $k$  — к верхнему энергетическому уровню;  $N_j$  и  $N_k$  — число атомов (молекул, ионов) в  $1 \text{ см}^3$ , находящихся на соответствующих уровнях, или населенность этих уровней;  $q_j$  и  $q_k$  — статистические веса нижнего и верхнего уровней соответственно.

В первом параграфе настоящей главы рассматривалась история формулировки условия инверсии, а также первые идеи и попытки реализации этого условия на опыте. Последнее представляется весьма важным, так как в течение длительного времени после предска-

<sup>1</sup> Иногда употребляются также термины среда с отрицательной температурой, среда с отрицательным коэффициентом поглощения.

ния Эйнштейна мысль о возможности нарушения термодинамического равновесия казалась абсолютно невероятной. Второй параграф главы посвящается возникновению идеи усиления электромагнитных волн при помощи индуцированного излучения.

## § 1. Попытки обнаружения индуцированного излучения

Уже первой, хотя и косвенной, попыткой обнаружить на опыте индуцированное излучение следует считать серию работ, выполненных Р. Ладенбургом и Г. Копферманом [1, 2]. Немецкий физик Ладенбург, под руководством и при непосредственном участии которого был проведен ряд фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований дисперсии в электрически возбужденных газах, в указанных работах установил на опыте факт существования отрицательной дисперсии.

Попутно отметим, что отрицательная дисперсия была теоретически предсказана Н. Крамерсом в 1924 г. [3]. В этой работе Крамерс, в связи с выводом квантовой формулы дисперсии, писал: «... В конечном состоянии перехода атом действует как «положительный виртуальный осциллятор» силы  $\pm f$ , в исходном состоянии он действует как «отрицательный осциллятор» силы  $-f$ . Однако непохоже, чтобы эту «отрицательную дисперсию» можно было бы получить из классической теории; можно заметить, что ее появление аналогично «отрицательной абсорбции»<sup>1</sup>, введенной Эйнштейном для вывода закона температурного излучения на основе квантовой теории» [3, стр. 674].

Ввиду того что нигде в литературе не описываются опыты Ладенбурга<sup>2</sup> по отрицательной дисперсии, им следует посвятить несколько строк.

Вблизи частоты поглощения разреженного газа (но вне области поглощения) показатель преломления определяется выражением

$$n - 1 = \frac{e}{2\pi m} \cdot \frac{F_{kj}}{v^2 - \nu}, \quad (\text{II.2})$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона;  $\nu$  — частота.

Ладенбург измерял дисперсию  $n$  по методу крюков Рождественского и по формуле (II.2), вычислял величину  $F_{kj}$ , которая, с другой стороны, согласно квантовой теории дисперсии, равна

$$F_{kj} = N_j f_{kj} \left( 1 - \frac{N_k}{N_j} \cdot \frac{q_j}{q_k} \right) \equiv N_j f_{kj} (1 - Q_{kj}), \quad (\text{II.3})$$

где  $f_{kj}$  — сила осциллятора, или число дисперсионных электронов.

<sup>1</sup> В терминологии 20—30-х годов под отрицательной абсорбцией понималось индуцированное излучение (*И. Д.*).

<sup>2</sup> В связи с тем, что именно Ладенбург был душой поставленных экспериментов, для краткости будем говорить о нем, не забывая при этом участие в них Копфермана, Леви и других ученых.

Однозначная связь величин  $n$  и  $F_{kj}$ , а значит, и  $Q_{kj} = \frac{N_k}{N_j} \cdot \frac{q_j}{q_k}$

позволяет при определенных условиях (больших плотностях токов), при которых величиной  $Q_{kj}$  нельзя пренебречь, установить влияние отрицательных членов на наклон кривой дисперсии [(II.2) с учетом (II.3)] и тем самым обнаружить действие отрицательной дисперсии.

Ладенбургом проводились исследования аномальной дисперсии для различных линий неона, имеющих общий нижний уровень  $s_5$ , при больших силах тока, а именно сила тока возрастала до 400  $ma$  [1] и до 700  $ma$  [2]. Было обнаружено, что по мере увеличения силы тока значение  $F_{\rho_n s_5}$  каждой линии ( $n = 10, 9, 8, 6, 4, 2$ ) вначале (до 60  $ma$ ) растет, затем рост замедляется, а при более сильных токах, превышающих 100  $ma$ , величина  $F_{\rho_n s_5}$  заметно падает. Существенным обстоятельством является различная скорость убывания величины  $\bar{F}$  (черта означает приведение к одному масштабу): в случае более длинных волн кривая спадает быстрее, чем в случае более коротких. А так как нижний уровень является общим для всех линий, то указанный характер убывания величины  $\bar{F}$  свидетельствует о том, что с ростом плотности тока возрастает (в полном соответствии с распределением Больцмана) число атомов на верхних уровнях, т. е. растет отношение  $Q$ , и им уже нельзя пренебречь в формуле (II.3). Иными словами, при больших плотностях тока возрастает число актов индуцированного излучения, что проявляется в уменьшении величины  $\bar{F}$ , а значит, и в уменьшении наклона кривой аномальной дисперсии.

Экспериментальное открытие отрицательной дисперсии обычно и ставится в заслугу Ладенбургу<sup>2</sup>. Как здесь удалось установить, вклад Ладенбурга в историю развития квантовой электроники не ограничивается этим косвенным доказательством существования индуцированного излучения; с этой точки зрения особый интерес представляет его первая работа по отрицательной дисперсии [1], опубликованная в 1928 г. в соавторстве с Копферманом<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> По свидетельству Н. П. Пенкина, «Р. Ладенбург во время своего пребывания в г. Ленинграде в 1928 г. ознакомился в лаборатории Д. С. Рождественского с аппаратурой для работ по методу крюков. По его просьбе Д. С. Рождественский представил чертежи интерферометра. Все работы по аномальной дисперсии, вышедшие из лаборатории Ладенбурга, выполнены с применением интерферометра этого типа» [4, стр. 388, 389].

<sup>2</sup> Говоря об опытном доказательстве существования отрицательной дисперсии, следует иметь в виду, что Ладенбург экспериментально установил ее действие, влияние (уменьшение наклона кривой аномальной дисперсии), а не обнаружил саму отрицательную дисперсию, как об этом нередко ошибочно пишут. Ясно, что отрицательная дисперсия в чистом виде может быть обнаружена только в условиях инверсии, что отчетливо понимал и сам Ладенбург.

<sup>3</sup> В литературе имеются лишь ссылки на работы Ладенбурга по отрицательной дисперсии, относящиеся к 1930 г. (см., например [5—7]), и не упоминается более ранняя работа [1], не совсем точная ссылка на которую была обнаружена в одной из работ Ладенбурга.

Прежде всего авторы четко представляли себе связь между отрицательной дисперсией и отрицательной абсорбцией (индуцированным излучением). Они пишут: «Так же, как при измерении излучения черных тел, необходимы высокие температуры и длинные волны, для того, чтобы обнаружить действие отрицательной абсорбции и члена —  $I$  в формуле излучения Планка, так же в наших опытах необходимы большие силы тока, чтобы проявились влияние отрицательной дисперсии, и это влияние тем отчетливее, чем меньше разность энергий квантовых уровней, т. е. чем больше длина волны линии, аномальная дисперсия которой исследуется» [1, стр. 385]. В другом месте: «Из-за тесной связи между абсорбцией и дисперсией следует ожидать, что с процессом отрицательной абсорбции также связана такая аномальная дисперсия, знак которой обратен обычной аномальной дисперсии» [1, стр. 376].

И, наконец, высказывание, на которое нам хотелось бы обратить особое внимание: «И если действительного изменения знака аномальной дисперсии и не происходит (*подстрочное примечание* — для этого, во всяком случае, должно выполняться  $N_{kqj} > N_{jqk}$ , что предполагает специальное избирательное возбуждение)<sup>1</sup>, то спад наших кривых при больших силах токов и различный характер спада этих кривых, относящихся к различным верхним уровням, с несомненностью доказывает влияние отрицательной дисперсии» [1, стр. 385].

Как видим, Ладенбург и Копферман не только ясно понимали, что изменение знака аномальной дисперсии однозначно связано с появлением индуцированного излучения (его преобладанием над резонансным поглощением), но и сформулировали условие, при котором это могло бы произойти. В коротком подстрочном примечании сказано удивительно много. Во-первых, в нем дана совершенно точная формулировка условия инверсии (см. формулу (II.1)), утверждающая, что для экспериментального наблюдения отрицательной дисперсии, а значит, и индуцированного излучения, необходимо, чтобы число атомов, находящихся на более высоком энергетическом уровне, превосходило бы число атомов на более низком уровне (формула записана с учетом вырождения). Во-вторых, в этой же фразе указано, что реализация условия инверсии не может быть достигнута простым увеличением силы тока и что для этого необходимо специальное избирательное возбуждение атомов. Как мы теперь знаем, конструирование газовых лазеров фактически пошло именно по такому пути<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Выделено И. Д.

<sup>2</sup> Интересно отметить, что первые газовые лазеры были созданы на неоне — газе, с которым экспериментировал Ладенбург. В то же время сравнение уровней в том и другом случаях показывает, что эти уровни не совпадают. Однако в более поздней работе [8] Ладенбург экспериментально выяснил, что время жизни  $2p$  уровней составляет около  $10^{-8}$  сек, что, по словам одного из создателей газового лазера, навело на мысль: «инверсная населенность может быть получена на некоторых переходах  $2s — 2p$ » (см. В. Беннет. Газовые лазеры. «Мир», 1964, стр. 49).

Эти важнейшие идеи не только не стали достоянием научной мысли тех лет, но и в наши дни не связываются с именами Ладенбурга и Копфермана, и, по всей видимости, этот вопрос затрагивается нами впервые. Впрочем, и сами авторы, очевидно, не придавали ему должного значения, поскольку соответствующая фраза была ими вынесена в подстрочное примечание.

Возможность прямого экспериментального обнаружения индуцированного излучения впервые специально обсуждалась в 1939 г. в докторской диссертации советского физика В. А. Фабриканта, опубликованной в трудах ВЭИ [9]. В этой работе, посвященной изучению оптических свойств газового разряда, имеется параграф, озаглавленный «К вопросу об экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции». Фабрикант показывает, что для доказательства «... нужно, чтобы  $N_k/N_j$  превышало отношение статистических весов  $q_k/q_j$ . Последнее еще ни разу не наблюдалось в разряде, несмотря на то что такое соотношение концентраций в принципе может быть осуществлено. Конечно, при этом нельзя идти по линии увеличения тока, здесь максимальное отношение концентраций будет больцмановским, т. е. нужное нам неравенство не возникает. Нам кажется, что реальным, но трудным путем для получения нужных условий является использование опять-таки молекулярных примесей для избирательного разрушения нижних уровней. Как известно, здесь наблюдаются при ударах второго рода достаточно резкие резонансные эффекты» [9, стр. 274].

Из приведенной выдержки следует, что Фабрикант довольно подробно обсуждает вопросы прямого обнаружения индуцированного излучения и приходит к условию инверсии, в точности совпадающему с тем, которое дал Ладенбург в 1928 г. Совпадает и предлагаемый способ достижения инверсии — избирательное возбуждение, который Фабрикант конкретизирует, рекомендуя использовать для этой цели молекулярные примеси.

К вопросу об экспериментальном обнаружении индуцированного излучения Ладенбург и Фабрикант подошли с разных сторон: первый — изучая дисперсию света, второй — поглощение света. И хотя условие прямого обнаружения отрицательной дисперсии и отрицательной абсорбции одно и то же — условие инверсии, способ их измерения совершенно различен: при обнаружении отрицательной дисперсии измеряется показатель преломления, при обнаружении отрицательной абсорбции — относительная интенсивность выходящего и входящего излучений. Поэтому для Фабриканта доказательство существования индуцированного излучения заключалось не в изменении знака аномальной дисперсии, как это было для Ладенбурга, а в усилении интенсивности света. Анализируя полученные им выражения, Фабрикант пишет: «Если концентрация возбужденных атомов не зависит от освещенности, то количество поглощенной в бесконечно тонком слое энергии будет пропорционально

$I \sim \frac{N_k}{N_j} \cdot \frac{q_j}{q_k}$ , где второй член как раз соответствует отрицательной

абсорбции» [9, стр. 273]. И далее: «Ведь существование отрицательной абсорбции эквивалентно увеличению вероятности испускания». Параграф заканчивается так: «При таких экспериментах (если будет выполнено условие инверсии.— И. Д.) мы получим интенсивность выходящего излучения большую, чем падающего, и можно было бы говорить о прямом экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции» [9, стр. 274].

Таким образом, Фабрикант не ограничился формулировкой условия инверсии; он впервые указал на возможность усиления света за счет индуцированного излучения как на способ опытного обнаружения последнего. Однако и работа Фабриканта в то время не привлекла внимание коллег и была надолго забыта<sup>15</sup>.

Это можно объяснить, с одной стороны, большими трудностями осуществления инверсии, связанными с нарушением термодинамического равновесия до состояний с инверсной населенностью, и, с другой стороны, тем, что в те годы никто не мог предвидеть, что преодоление этих трудностей приведет к столь важным практическим результатам.

Характерно, что в наши дни можно встретить публикации, в которых утверждается, что их авторы еще в 30-х годах якобы обсуждали возможность создания оптических квантовых усилителей и генераторов. Так, Ф. Хоутерманс в 1960 г. опубликовал статью «О мазер-эффекте в оптическом диапазоне и возможности абсолютной отрицательной абсорбции для некоторых видов молекулярных спектров (световая лавина)» [10]. В этой статье он излагает свои соображения о возможности вызвать генерацию когерентных колебаний или произвести усиление колебаний в оптическом диапазоне частот благодаря процессам индуцированного излучения в системах, в которых осуществлена инверсия населенностей ( $N_2 > N_1$ ).

Эти предложения, по существу являющиеся предложениями создания оптического лазера, по словам автора, были им сделаны в 1932 г. и с тех пор неоднократно обсуждались с друзьями и коллегами, однако никогда не были опубликованы. В конце статьи выражается благодарность «за многочисленные увлекательные дискуссии о предмете этой работы» Паулю, Копферману, Ландау, Румеру, Таунсу и другим известным физикам.

Думается, что если бы Хоутерманс в то время придавал значение своим идеям, то он несомненно написал бы о них еще в 30-х годах (тем более, что в эти годы он, находясь временно в Советском Союзе, был редактором журнала «Sowjetphysik» в Харькове) или хотя бы опубликовал свои идеи об оптическом лазере сразу же после создания первых лазеров. Появление же подобной статьи в 1960 г. лишает ее всякой научной и исторической ценности, так как к этому времени уже появились фундаментальные стартовые работы 1958—1960 гг. (Таунс и Шавлов, 1958; Прохоров, 1958; Басов, Вул, Попов, 1959;

<sup>15</sup> За эту и более поздние работы В. А. Фабриканту в 1965 г. была присуждена золотая медаль им. С. И. Вавилова.

Басов, Крохин, Попов, 1960), в которых всесторонне обсуждалась возможность создания квантовых усилителей и генераторов в оптическом диапазоне [11—15].

В Нобелевской лекции Ч. Таунса, прочитанной им 11 декабря 1964 г. в Стокгольме, имеется следующая фраза: «Из его (Эйнштейна. — И. Д.) выводов почти немедленно следует тот путь, на котором можно добиться усиления излучения атомами и молекулами» [16, стр. 462]. Эта мысль представляется весьма спорной. Рассмотренный период истории возникновения квантовых усилителей и генераторов говорит как раз об обратном: прошло немало лет со времени появления работы Эйнштейна, прежде чем было сформулировано условие инверсной населенности и высказана идея о возможности усиления электромагнитных волн за счет индуцированного излучения (1939 г.), которая, кстати, еще отнюдь не связывалась с практическим применением этого эффекта.

О том, как мало ясности в рассматриваемый период было в этом вопросе, красноречиво свидетельствует любопытная с исторической точки зрения ошибка Рамана, который принял фиолетовую (антистоксовую) компоненту комбинационного рассеяния света в своем опыте за индуцированное излучение.

В июльском номере журнала «Nature» за 1928 г. опубликовано сообщение индийских физиков Ч. Рамана и К. Кришнана под названием «Отрицательная абсорбция излучения» [17]. Сообщение посвящено объяснению физической природы фиолетовой компоненты эффекта<sup>1</sup>, незадолго до этого открытого ими экспериментально [18—21]. По утверждению Рамана и Кришнана, фиолетовая компонента представляет собой нечто иное, как никогда до сих пор не наблюдавшееся на опыте индуцированное излучение, постулированное Эйнштейном при новом выводе формулы Планка. При этом относительно слабая интенсивность фиолетовой компоненты объясняется авторами незначительным числом возбужденных молекул при комнатной температуре, что находится в полном соответствии с больцмановским законом распределения.

Как видим, Раман считал вполне возможным обнаружить на опыте индуцированное излучение в условиях термодинамического равновесия, что принципиально невозможно.

Кроме того, нельзя было не обратить внимание на различие обоих явлений. Действительно, при индуцированном излучении частота излученной волны (энергия фотона) в точности равна частоте действующей волны (энергии вынуждающего фотона). При этом увеличивается интенсивность излучения (число фотонов). Для комбинационного рассеяния света, обнаруженного Раманом, характерна как раз обратная картина: при взаимодействии света и вещества проис-

<sup>1</sup> Как известно, Раманом и Кришнаном обнаружено, что при рассеянии света на молекулах жидкостей и газов, кроме линии релеевского рассеяния (с той же частотой), в спектре рассеяния наблюдаются линии, несколько смещенные относительно релеевской: красная (в сторону меньших частот) и фиолетовая (в сторону больших частот).

ходит перекачка энергии из одной спектральной области в другую (исчезновение фотона с частотой  $\nu$  и рождение фотона с частотой  $\nu' = \nu \mp \nu_r$ , где  $\nu_r$  — частота собственных колебаний молекул рассеивающего вещества; при этом фиолетовой компоненте соответствует знак  $+$ , а красной — знак  $-$ ). Ошибочность первых интерпретаций комбинационного рассеяния света, данных Раманом<sup>1</sup>, удивляет тем более, что обнаруженное им явление было предсказано еще в 1923 г. чешским физиком А. Смекалом [22]. Смекал обратил внимание на то, что, согласно закону сохранения энергии, в случае системы, состоящей из атомов (молекул) и светового кванта, можно ожидать появление нового вида рассеяния света, а именно рассеяния с изменением частоты. Причем, если конечное энергетическое состояние атома оказывается выше исходного, то частота рассеянного излучения меньше (красная компонента), в противоположном случае — больше, нежели частота падающего света (фиолетовая компонента).

В конце 1927 г. советские физики Л. И. Мандельштам и Г. С. Ландсберг при попытке обнаружить предсказанную Мандельштамом тонкую структуру релеевского рассеяния, связанную с распространением тепловых волн, открыли новый вид рассеяния на кварце, большие сателлиты которого вопреки ожидаемому отстояли значительно дальше от основной частоты и имели иной характер. После многократной перепроверки результатов опытов с рассеянием на кристаллах кварца и исландского шпата Мандельштам и Ландсберг дали правильное объяснение и уже в своих первых сообщениях [23, 24], совпадающих по времени с рассматриваемой статьей индийских физиков, смогли построить точную, подтвержденную экспериментом теорию нового явления, названного ими комбинационным рассеянием света. Здесь же Мандельштам и Ландсберг отмечали принципиальную связь открытого ими явления как с предсказаниями Смекала, так и с эффектом, обнаруженным в начале 1928 г. в жидкостях и газах Раманом и Кришнаном, первые сообщения которых к тому времени появились в печати [18—21], но содержали неверные теоретические интерпретации.

Раман, хотя и писал, что обнаруженное им явление есть индуцированное излучение, не мог не видеть различия обоих явлений, и, по всей вероятности, считал, что ему удалось наблюдать некую индуцированную компоненту рассеяния, связанную с вынужденным излучением атомов, первоначально находящихся на более высоком энергетическом уровне.

В наши дни, когда квантовая электроника достигла столь больших успехов (в связи с чем нередко происходит переоценка многих работ прежних лет), сообщение о якобы первом экспериментальном наблюдении индуцированного излучения, происшедшем 40 лет назад, не может не привлечь внимание, тем более что в 1962 г. при работе с рубиновым лазером гигантской мощности Е. Вудбери и В. Нг

<sup>1</sup> В своих первых публикациях (см., например [19]) о новом эффекте Раман и Кришнан также ошибочно трактовали красную компоненту рассеяния как Комpton-эффект.

впервые наблюдали вынужденное, или индуцированное, рассеяние в ячейке Керра на нитробензоле [25]. В вынужденном комбинационном рассеянии проявляются характерные черты как Раман-эффекта (появление новых частот), так и индуцированного излучения (когерентность), причем происходит резкое увеличение интенсивности (усиление) компонент комбинационного рассеяния без инверсии населенностей уровней среды, между которыми происходит рассеяние<sup>1</sup>.

Однако получение спектров вынужденного комбинационного рассеяния возможно лишь при превышении источником излучения очень высокой пороговой мощности, величина которой связана с различного рода потерями в веществе. Выполнение этого условия стало реальным лишь после создания мощных рубиновых лазеров.

В распоряжении Рамана и Кришнана не могло быть столь мощных источников света, и потому они могли наблюдать лишь спонтанное (а не вынужденное!) комбинационное рассеяние. Что касается индуцированного излучения, то оно в условиях их эксперимента (равновесное состояние вещества) принципиально не могло быть обнаружено.

Итак, до сих пор речь шла об отдельных высказываниях, касающихся возможности обнаружения индуцированного излучения; в работах Ладенбурга и Фабриканта было установлено необходимое для этого условие инверсии. Указанные идеи не привлекли должного внимания, и лишь в 1950 г. были предприняты первые попытки осуществления инверсной населенности на опыте.

Французский физик А. Кастлер в 1950 г. показал [26], что путем оптического возбуждения атомов в зависимости от направления круговой поляризации света можно перераспределить число атомов, находящихся на различных зеемановских подуровнях основного состояния. В частности, путем такой оптической накачки можно получить инверсию населенностей: если свет обладает  $\sigma^+$ -поляризацией, то на подуровне  $+m$  окажется большее число атомов, чем на подуровне  $-m$ . Этот эксперимент был осуществлен парижской группой физиков, получивших инверсию сверхблизких уровней (радиодиапазон). Однако Кастлер разработал метод оптической накачки для целей исследования структуры атома, и ни он сам, ни кто-либо другой не связывали этот метод со способом обнаружения индуцированного излучения. Впоследствии при создании оптического квантового генератора именно этот метод использовался для образования инверсии населенностей.

В августе 1950 г. была опубликована статья У. Лэмба и Р. Ризерфорда [27], посвященная тонкой структуре атомов водорода. В приложении I к этой статье имеется весьма интересное замечание о возможности получения отрицательной абсорбции в случае достижения инверсной населенности между уровнями  $2^2 S_{1/2}$  и  $2^2 P_{1/2}$  водорода в разряде Вуда. А именно, рассматривая переходы между ука-

<sup>1</sup> Следует уточнить, что при вынужденном комбинационном рассеянии имеет место некая система: среда + накачка (воздействующее излучение), последняя создает виртуальные уровни и по ним, разумеется, необходима инверсия.

занными уровнями, Лэмб и Ризерфорд пишут: «Рассмотрим переходы между  $2^2S_{1/2}$  и  $2^2P_{3/2}$ , индуцируемые, радиоволнами. Если эти уровни населены в соответствии с их статистическими весами (равнораспределение), то чистого поглощения радиоволн наблюдаться не будет, поскольку индуцированное излучение компенсирует индуцированное поглощение (спонтанные переходы между  $2^2P_{3/2}$  и  $2^2S_{1/2}$  происходят пренебрежимо редко). Если населенность уровня  $2^2S_{1/2}$  увеличивается по отношению к  $2^2P_{3/2}$ , то будет иметь место чистое поглощение радиочастотного излучения. Если, наоборот,  $2^2P_{3/2}$  более густо населен, то будет чистое индуцированное излучение (отрицательная абсорбция!). На основании предшествующего рассмотрения можно было бы ожидать, что уровень  $2p$  будет в 5—10 раз более населен, чем уровень  $2s$ . В этом случае следовало бы ожидать появления отрицательной абсорбции и притом весьма значительной» [27, стр. 570].

Впервые индуцированное излучение наблюдали в том же 1950 г. американские физики Е. Парселл и Р. Паунд [28]. В их эксперименте осуществлялась инверсия населенностей ядерных спиновых систем, в связи с чем наблюдавшееся ими индуцированное излучение было в радиодиапазоне.

Парселл и Паунд осуществили инверсию способом так называемого «внезапного обращения поля», заключающемся в быстром неадиабатическом изменении направления приложенного статического магнитного поля. опыты проводились с кристаллом фтористого лития (LiF), при этом использовались энергетические уровни магнитных моментов ядер лития ( $Li^7$ ) во внешнем магнитном поле (зеemanовские уровни). Изменение поляриности в таких экспериментах должно производиться настолько быстро, чтобы спиновая система не успевала на него отреагировать. В этом случае результирующий магнитный момент после обращения статического поля окажется направленным против поля, в результате чего достигается инверсия: более населенный уровень, бывший ранее нижним, теперь становится верхним, а бывший верхний уровень становится нижним. Такое состояние вещества соответствует отрицательной спиновой температуре<sup>1</sup>, и до тех пор, пока релаксационные процессы не восстановят состояния равновесия, спин-система будет способна к индуцированному излучению.

Кажущаяся на первый взгляд простота идеи опыта Парселла и Паунда чревата значительными трудностями исполнения, главная из которых заключается в том, что «обращение» поля должно быть произведено за время, значительно меньшее, нежели период прецессии ядерных спинов вокруг статического поля (чтобы спины не последовали за полем). Указанные чрезвычайно жесткие требования к скорости обращения поля удалось значительно смягчить путем применения в экспериментах следующего остроумного приема. Кристалл

<sup>1</sup> Термин отрицательная спиновая температура введен также Парселлом и Паундом в описываемой работе [28] для характеристики неравновесного распределения в отличие от больцмановского, где температура положительна.

фтористого лития выдерживался в постоянном магнитном поле напряженностью 6376 э до тех пор, пока он не приходил в состояние равновесия, т. е. не оказывался намагниченным. Затем, учитывая тот факт, что период прецессии ядерных спинов обратно пропорционален величине напряженности поля, кристалл помещался в поле значительно меньшей напряженности, а именно в поле напряженностью 100 э. Теперь посредством разряда конденсатора через подмагничивающую катушку производилось быстрое обращение поля, которое длилось 0,2 мксек. (По оценке Рамзея и Паунда [29], время спин-спинового взаимодействия в кристалле LiF несколько больше 1 мксек.) После этого кристалл вновь помещался в поле напряженностью 6376 э. Весь процесс занимал лишь 2—3 сек, т. е. время, значительно меньшее по сравнению со временем спин-решетчатой релаксации, которое, по данным Паунда [30], при комнатной температуре составляет 300 сек. Теперь, пока тепловая релаксация не восстановит состояния равновесия, т. е. пока имеет место инверсия населенностей, возможно наблюдение индуцированного излучения.

В сообщении Парселла и Паунда приведена фотография фрагмента ленты с фиксацией результатов эксперимента при помощи самописца. Аппаратура была отградуирована таким образом, что выбросы вверх соответствовали резонансному поглощению энергии, выбросы вниз — индуцированному излучению. В начальный момент на ленте зафиксирован один выброс вверх. В следующий момент производится обращение поля, после чего на ленте появились четыре уменьшающиеся по амплитуде выбросы вниз. Это и есть индуцированное излучение постепенно убывающей интенсивности (спин-система постепенно приближается к равновесному состоянию). Затем, пройдя состояние насыщения (отсутствие выбросов), кристалл снова начинает поглощать, и на ленте опять возникают нарастающие по амплитуде выбросы вверх.

Таким образом, Парселлу и Паунду удалось в 1950 г. (публикация 1951 г.) впервые создать, хотя и на короткие промежутки времени, среду с инверсной населенностью и зафиксировать появление в эти промежутки времени индуцированного излучения. Строго говоря, в этих экспериментах имело место усиленное спонтанное излучение, явление, которое в настоящее время получило название суперлюминисценции.

Отмечая вклад опытов Парселла и Паунда в историю развития квантовой электроники, Таунс в Нобелевской лекции сказал: «... Парселл и Паунд опубликовали свои поразительные доказательства инверсной населенности и индуцированного излучения. Фактически инверсия населенности и ее воздействие на излучение в несколько менее явной форме уже были показаны в экспериментах Блоха<sup>1</sup> и др. по резонансу» [16, стр. 463]. С последней фразой, одна-

<sup>1</sup> F. Bloch, W. Hansen, M. Packard. Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 474, ссылка номер 5 в списке цитированной Таунсом литературы [16, стр. 482].

ко, трудно согласиться. Действительно, Ф. Блох, В. Ганзен и М. Паккард в 1946 г. наблюдали явление ядерного магнитного резонанса [31]. Вместе с тем их эксперименты проходили в условиях термодинамического равновесия, а не инверсной населенности (такая задача ими и не ставилась) и потому в этих опытах даже косвенно не могло быть показано воздействие инверсии на излучение.

## § 2. Зарождение идеи усиления и генерации путем индуцированного излучения

Итак, даже в 40-х годах, когда уже существовала теория элементарного процесса индуцированного излучения и было сформулировано условие его экспериментального обнаружения, подобного рода эксперименты представлялись довольно сложной задачей, которую вряд ли имело смысл решать. Лишь в 1950 г. Парселлу и Паунду удалось получить на короткие промежутки времени среду с инверсной населенностью и до некоторой степени доказать на опыте существование индуцированного излучения. Однако этот эффект был столь незначителен, что всякое усиление подавлялось другими конкурирующими процессами.

Идея практического использования индуцированного излучения, идея совершенно нового способа усиления и генерации электромагнитных волн путем когерентного индуцированного излучения квантовых систем (молекул, атомов, ионов), была высказана в начале 50-х годов независимо в Советском Союзе и Соединенных Штатах Америки. Тот факт, что возможность использования индуцированного излучения для усиления и генерации стала серьезно рассматриваться именно в начале 50-х годов и притом одновременно в наиболее высокоразвитых странах мира, сам по себе чрезвычайно любопытен. Проследим за историей возникновения идеи нового способа усиления и генерации электромагнитных волн в хронологической последовательности.

Летом 1951 г. в Министерство промышленности средств связи СССР (Комитет по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР в то время еще не существовал) от В. А. Фабриканта и его сотрудников М. М. Вудынского и Ф. А. Бутаевой (Московский энергетический институт) поступила авторская заявка на новый «способ усиления электромагнитного излучения (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазонов волн)». В заявке получили развитие идеи Фабриканта 1939 г. об экспериментальном обнаружении индуцированного излучения: было показано, что прохождение излучения сквозь среду с инверсной населенностью приводит к экспоненциальному возрастанию интенсивности излучения. При этом принцип усиления света был распространен на ультрафиолетовый, инфракрасный и радиодиапазоны. Помимо ранее указанного способа получения инверсии за счет резонансного возбуждения при ударах второго рода, были предложены методы возбуждения частиц среды путем вспомогательного высокочастотного излучения, а так-

же использования импульсного разряда. Заявка была зарегистрирована за № 576749/0—279/26 от 18 июня 1951 г., но, к сожалению, была опубликована лишь в 1959 г.

По данной заявке было выдано свидетельство, в котором под рубрикой «Предмет изобретения» записано: «Способ усиления электромагнитных излучений (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазонов волн), отличающийся тем, что усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем создают избыточную, по сравнению с равновесной, концентрацию атомов, других частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям» [32, стр. 29]. И хотя, по свидетельству американского журнала 1963 г., «эта формулировка охватывает практически все, что можно представить себе под термином «квантовое усиление» [33, стр. 306], практического влияния на создание квантовых приборов рассматриваемая заявка оказать не могла, так как была опубликована через несколько лет после создания молекулярного усилителя и генератора в Советском Союзе и США, а также после выхода в свет ряда фундаментальных работ по использованию индуцированного излучения для создания квантовых генераторов в инфракрасном и оптическом диапазонах [11—15]. Ввиду новизны и глубины выдвинутых в 1951 г. идей Государственный комитет по делам изобретений и открытий СССР в 1964 г. выдал В. А. Фабриканту, М. М. Вудынскому, Ф. А. Бутаевой диплом на открытие.

В начале 50-х годов в результате работ по усовершенствованию радиоспектрометра, проводившихся в лаборатории колебаний Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР<sup>1</sup>, возникла мысль о возможности использования индуцированного излучения молекул для генерации и усиления в микроволновом диапазоне.

Работая в области микроволновой радиоспектроскопии, А. М. Прохоров и Н. Г. Басов стремились расширить возможности этого метода, сделать его пригодным для наблюдения тонкой и сверхтонкой структуры спектров молекул, для чего было необходимо повысить чувствительность и разрешающую силу спектрометров. Известно, что последняя зависит исключительно от ширины самой линии поглощения молекул. В качестве действенного метода борьбы с расширением линии поглощения, вызываемым эффектом Допплера, Прохоровым было предложено вместо однородного газа применять молекулярные пучки, движущиеся перпендикулярно к направлению распространения электромагнитных волн (эффект Допплера первого порядка, пропорциональный скорости молекул, возникает в том случае, если скорость молекул имеет составляющую вдоль направления распространения волн). Однако возможности пучковых радиоспектрометров оказались сильно ограниченными из-за малой

<sup>1</sup> Работы по микроволновой радиоспектроскопии в СССР были начаты А. М. Прохоровым в указанном институте в 1949 г.

интенсивности наблюдаемых линий, что было вызвано незначительной разницей населенностей уровней, обуславливающих квантовый переход в микроволновом диапазоне. Именно на этом этапе работы и возникла идея того, что путем искусственного изменения населенности уровней можно существенно повысить чувствительность спектрометров. А вслед за этой — и другая, более кардинальная идея, идея использования (вместо поглощения) индуцированного излучения молекул, находящихся на более высоком энергетическом уровне.

Первый доклад относительно принципиальной возможности создания молекулярного генератора был сделан Басовым и Прохоровым в мае 1952 г. на Общесоюзной конференции по радиоспектроскопии [34]. Эта же идея была высказана ими же в докладе «Применение молекулярных пучков в радиоспектроскопии» на Всесоюзном совещании по магнитным моментам ядер, состоявшемся 22—23 января 1953 г. [35, 36].

Независимо и практически одновременно предложение об использовании индуцированного излучения для генерирования миллиметровых волн было высказано Таунсом (Колумбийский университет, США), который пришел к этой идее также в результате фундаментальных исследований в области газовой радиоспектроскопии. Как указывается в [37—39], идеи Таунса о новом методе генерации и усиления были от его имени доложены Нетеркотом на симпозиуме по субмиллиметровым волнам, организованном Фюрстером в мае 1951 г. в Иллинойском университете, а предполагаемое устройство было в общих чертах описано в квартальном отчете лаборатории излучений, Колумбийского университета в декабре 1951 г.

Аналогичные предложения были параллельно высказаны еще в одной радиоспектроскопической лаборатории (Мерилендский университет, США). На состоявшейся в июне 1952 г. в Оттаве в институте инженеров радиоэлектроники конференции по электронным лампам Дж. Вебер из Мерилендского университета сделал доклад, в котором обсуждалась возможность усиления электромагнитных волн при помощи индуцированного излучения [37]. Статья Вебера на эту тему «Усиление микроволнового излучения в веществе, не находящемся в состоянии теплового равновесия» вышла ровно через год [40].

В статье прежде всего указывается, что усиление за счет индуцированного излучения становится возможным, если каким-либо способом создать инверсное (неравновесное) распределение населенностей энергетических уровней в квантомеханической системе: «Мы можем получить усиление в том случае, если число осцилляторов на верхнем уровне может быть сделано больше, чем их число на нижнем уровне. Метод достижения этого подсказан парселлевским экспериментом с отрицательной температурой» [40, стр. 2]. Далее Вебер излагает суть системы, реализованной в опытах Парселла и Паунда [28], и утверждает, что ее можно использовать как усилитель, так как в течение некоторого промежутка времени (времени релаксации) после внезапного обращения магнитного поля «... мы будем иметь

больше осцилляторов на верхнем уровне, чем на нижнем. Мы получим больцмановское распределение «вверх дном», в течение этого времени возникшие электромагнитные волны будут усиливаться и результирующий импульс излучения будет когерентен» [40, стр. 3].

В следующем разделе статьи Вебер предлагает использовать в качестве среды с инверсной населенностью молекулы типа симметричного волчка. Он пишет: «Это состояние может быть осуществлено (и намного легче) с полярными молекулами типа симметричного волчка в обращающемся электрическом поле. Мы получим тогда когерентные импульсы усиленного пропускаемого сигнала» [40, стр. 3]. Здесь, как видим, высказывается идея когерентного усиления за счет индуцированного излучения молекул газа, т. е. идея молекулярного усилителя.

Далее Вебер продолжает: «Мы также можем себе представить газ, пропускаемый непрерывно через область, в которой электрическое поле меняет свое направление. В области реверсированного поля мы могли бы получить усиление такого рода, что излучалось бы не пульсирующее, а непрерывное излучение» [40, стр. 3]. Развивая свою мысль, автор показывает, что для создания инверсии вращательных уровней молекулярного пучка следует использовать линейный эффект Штарка в изменяющемся по направлению электрическом поле (подобно тому как Парселл и Паунд осуществили инверсию ядерных спиновых систем в изменяющемся по направлению магнитном поле) и приводит формулу частоты излучения молекулы типа симметричного волчка.

Последнее цитированное место работы содержит указание на возможность получить молекулярную генерацию, высказанное, правда, в недостаточном четком виде. Несмотря на то, что автор не рассматривает очень существенный для генерации вопрос о резонаторах, он в то же время говорит о возбуждении в инвертированном молекулярном пучке незатухающих колебаний, т. е. о генерации за счет индуцированного излучения. В этом же нас убеждает и то, что Вебер отталкивается в своих рассуждениях от опытов Парселла и Паунда, которые, как уже говорилось, получили по существу суперлюминесценцию, явление, близкое к генерации (спонтанное усиление излучения на протяжении одного усилительного цикла без обратной связи, обеспечиваемой резонатором). Вебер отмечает, что такого рода усиление будет продолжаться лишь до тех пор, пока не произойдет уравнивания населенностей обоих уровней, указывая, что к последнему приводят, с одной стороны, столкновения между молекулами и, с другой — переходы за счет микроволнового поля излучения (эффект насыщения).

В конце приведены результаты расчета для простейшего случая газа при малом давлении. «Рассматривался линейный эффект Штарка в спектре вращения аммиака (не инверсионный спектр). Было найдено, что при давлении  $10^{-2}$  мм рт. ст. и частоте 30 000 Мгц могут быть получены уровни порядка 0,02 дБ на 1 м, а мощность усиления порядка 2 мвт на 100 см<sup>3</sup> газа» [40, стр. 4].

Любопытно, что Вебер, понимавший, что новый метод усиления может быть осуществлен не только в газовом пучке, но также в твердых и жидких веществах, предсказал значительное увеличение эффекта в этих веществах в заключительной фразе работы: «Эти цифры могут очень сильно возрасти, если окажется возможным найти подходящий переход (и время релаксации) в твердом теле или жидкости» [40, стр. 4].

Рассмотренная статья Вебера является первой в общедоступной литературе работой, содержащей обсуждение нового метода квантового усиления, идеи, которая до этого высказывалась и обсуждалась рядом исследователей независимо в Советском Союзе и США.

Следует остановиться еще на одной ранней работе по рассматриваемому вопросу, опубликованной, правда, в японском журнале и до настоящего времени не переведившейся на европейские языки. Во время своего пребывания в Японии (1953 г.) Ч. Таунс прочел лекцию на совместном заседании японского общества электросвязи и электрического общества на тему «Физические и технические применения миллиметровых волн». С согласия докладчика лекция была записана на магнитофонную ленту и переведена Тадаку Фудзи, а затем опубликована на японском языке в «Журнале японского общества электросвязи» [41].

В статье рассматриваются различные аспекты взаимодействия излучения и вещества, «которое можно установить только в том случае, когда существует дипольный момент» [41, стр. 651]. Касаясь практического применения электромагнитных резонансов в различных веществах, Таунс говорит: «Рассмотрим применение описанного явления в электросвязи. Как вам хорошо известно, при увеличении частоты работа элементов схемы ухудшается. Это связано с тем, что размеры элемента становятся сравнимыми с длиной волны. В микроволновом диапазоне вместо резонансного контура, составленного из параллельно соединенных индуктивности и емкости, которые используются при низких частотах, применяют полые резонаторы. При дальнейшем уменьшении длины волны размеры резонатора уменьшаются настолько, что становятся необходимым использовать очень миниатюрные резонансные цепи, естественно приводящие к молекулам и электронам. Почти все стандартные элементы схемы можно заменить по крайней мере теоретически на устройства, использующие молекулы» [41, стр. 652]. И далее: «Теоретически за счет молекулярных явлений возможно даже усиление, однако в микроволновом диапазоне подобная попытка еще не имела успеха. Тем не менее нельзя отрицать практическую возможность осуществления усиления в будущем» [41, стр. 652].

Приведенные высказывания уже сами по себе достаточно интересны. Однако наибольший интерес для исследуемого здесь вопроса представляет ответ Таунса на последний (пятый) вопрос после прочтения лекции, приведенный в конце статьи.

«Вопрос 5: При генерировании колебаний длиной волны ниже 1 мм применяют взаимодействие вещества и волны, таким образом,

возможен способ, который не использует электронный пучок в отличие от вакуумных ламп; так ли это?

Ответ: Не совсем. Мне как физики следует изложить только теоретический аспект, но в принципе вы правы. Мы в настоящее время ставим опыт для проверки теории. Я не думаю, что удастся получить мощность, достаточную для практического применения, тем не менее эксперимент, каким бы он ни являлся, немного разъяснит ситуацию. Многие размышляют на тему о том, каким образом излучение молекулы можно использовать в качестве источника микроволнового сигнала. С повышением температуры молекула начинает излучать на частоте, равной частоте поглощения при низкой температуре. Однако никак нельзя получить большую интенсивность, чем интенсивность излучения черного тела. Для того чтобы избежать это ограничение, в опыте, который у нас проводится, нет термодинамического равновесия. Другими словами, есть пучок молекул; некоторые молекулы пучка находятся в возбужденном состоянии, другие — в более низком энергетическом состоянии. Разница по частоте между этими двумя состояниями равна частоте микроволн. Если исключить молекулы, находящиеся в нормальном состоянии, то останутся только интенсивно колеблющиеся молекулы, и термодинамическое равновесие будет отсутствовать. В этом случае от молекулы можно получить излучение, которое будет гораздо больше излучения черного тела. Для исключения молекул, находящихся в нормальном состоянии, к пучку следует приложить электрическое поле. Тогда молекулы, которые находятся в разных состояниях, будут отклоняться под различными углами, и разделение молекул будет возможно. Если полученные таким образом молекулы направить в резонатор, то они, излучая энергию внутри резонатора, могут вызвать интенсивные колебания. Генераторы такого типа можно назвать «молекулярными». Частота колебаний определяется исключительно молекулами и не зависит от резонатора. Поскольку частота колебаний молекул очень высокая, можно получить длину волны 0,1 мм. Используя этот способ, можно получить, во всяком случае теоретически, когерентное излучение в узкой полосе (по миллиметру в обе стороны). Кроме всего прочего, здесь возможно и усиление. Допустим, что число возбужденных молекул является недостаточным для возбуждения колебаний в резонаторе, тогда, если приложить небольшой сигнал, то он будет усиливаться за счет присутствующих молекул.

Наиболее важная задача в данном способе заключается в том, чтобы избежать термодинамического равновесия, }вроде того, при котором оба типа молекул были бы смешаны в равных количествах» [41, стр. 654].

Как видим, здесь весьма четко изложен основной принцип молекулярных усилителей и генераторов.

## Выводы

1. Условие экспериментального обнаружения индуцированного излучения, или условие инверсии, сформулировано Ладенбургом в 1928 г. при исследовании явления отрицательной дисперсии; при этом Ладенбург указал, что для реализации этого условия необходимо специальное избирательное возбуждение. К аналогичным выводам в 1939 г. пришел Фабрикант, специально обсуждавший вопросы «прямого» обнаружения индуцированного излучения.

2. В той же работе (1939 г.) Фабрикант впервые указал на возможность усиления света за счет индуцированного излучения как на способ экспериментального обнаружения последнего.

3. Вплоть до 1950 г. не делалось никаких попыток реализации инверсной населенности и опытного обнаружения индуцированного излучения (сообщение Рамана и Кришнана о якобы обнаруженном в их эксперименте индуцированном излучении является ошибочной интерпретацией фиолетовой компоненты наблюдавшегося ими спонтанного комбинационного рассеяния света).

4. В 1950 г. Каствлер получил инверсию сверхблизких (зеемановских) уровней путем предложенного им метода оптической накачки. Однако этот метод Каствлер разработал не для экспериментального наблюдения индуцированного излучения, а для исследования структуры атома.

5. Лэмб и Ризерфорд в 1950 г. указали на возможность получения индуцированного излучения при создании инверсной населенности между определенными уровнями водорода в разряде Вуда.

6. Впервые индуцированное излучение (в течение коротких промежутков времени) наблюдали Парселл и Паунд, осуществившие в 1950 г. инверсную населенность ядерных спиновых систем методом внезапного обращения магнитного поля.

7. В 1951 г. Фабрикантом с сотрудниками был предложен новый «способ усиления электромагнитного излучения (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазонов волн)» путем прохождения усиливаемого излучения через среду с инверсной населенностью. Однако поданная летом 1951 г. авторская заявка была опубликована лишь в 1959 г. и поэтому не смогла оказать влияния на создание первых квантовых приборов.

8. Идея практического использования индуцированного излучения и принципиальная возможность создания молекулярного усилителя и генератора начала серьезно обсуждаться в начале 50-х годов независимо Басовым и Прохоровым (Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР), Таунсом (Колумбийский университет, США), Вебером (Мерилендский университет, США).

## МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Молекулярный генератор является исторически первым действующим прибором, основанным на совершенно новом методе генерации и усиления электромагнитных волн путем индуцированного излучения молекул. Благодаря чрезвычайной высокой стабильности частоты — длительная относительная стабильность молекулярных генераторов достигает значений  $10^{-11}$  — этот прибор открыл новый этап в технике измерения времени. (Современные квантовые генераторы на пучке атомов водорода имеют стабильность порядка  $10^{-13}$ ).

В настоящее время молекулярный генератор используется как эталон частоты (времени). Кроме того, молекулярный (и атомный) генератор может существенно повысить точность радионавигации, в частности, межпланетной, а также использоваться в научных целях при опытной проверке ряда физических эффектов, находившихся ранее за пределами экспериментальных возможностей.

### § 1. Физические принципы и устройство молекулярного генератора на аммиаке

Ввиду того, что в молекулярном генераторе нашли отражение все основные принципы работы квантовых приборов вообще, настоящий параграф посвящен сравнительно подробному описанию этого первого прибора квантовой электроники. Кроме того, здесь будут затронуты вопросы, касающиеся специфики молекулярного генератора: высокая стабильность излучения и возможность его использования в качестве малошумящего узкополосного усилителя. Описание современного молекулярного генератора должно послужить логике исследования конкретных основополагающих работ по созданию этого прибора и позволить объективно оценить эти работы в историческом плане.

Молекулярный усилитель или генератор — прибор, в котором взаимодействие поля электромагнитного излучения с определенным способом отобранными возбужденными молекулами приводит к когерентному усилению этого поля. Этот прибор, как и другие приборы квантовой электроники, основан на принципе индуцирован-

ного излучения. При этом среда с инверсной населенностью в молекулярном генераторе создается методом сортировки молекул по энергетическим уровням.

Обычно в качестве рабочего вещества в молекулярном генераторе используется аммиак  $N^{14}H_3$ . Это прежде всего связано с достаточно большой интенсивностью некоторых аммиачных спектральных линий, лежащих в удобном для работы микроволновом диапазоне. Кроме того, аммиак обладает целым рядом качеств, немаловажных для практического использования: дешевизна и малая токсичность, химическая устойчивость и высокая температура замерзания. Поэтому аммиак еще задолго до создания молекулярных генераторов стал классическим объектом радиоспектроскопических исследований. Для целей генерации используются инверсионные уровни этой молекулы.

Аммиак, являющийся молекулой типа симметричного волчка, по форме подобен правильной трехгранной пирамиде, в вершинах основания которой находятся три ядра водорода, а в вершине пирамиды — ядро азота. Наряду с вращательными движениями молекулы возможны колебания атома азота вдоль оси, перпендикулярной плоскости атомов водорода. Потенциальная энергия молекулы как функция расстояния между атомами азота и плоскостью атомов водорода имеет форму симметричной кривой с двумя минимумами, между которыми расположен потенциальный барьер, достигающий максимума в точке, где это расстояние равно нулю. Благодаря наличию двойной потенциальной ямы колебательные уровни энергии молекулы аммиака состоят из двух подуровней. Занимаемый подуровень определяется тем, на какой стороне потенциального барьера совершает колебания атом азота, т. е. расположен ли он выше плоскости атомов водорода или ниже ее. Переходы между подуровнями оказываются возможными из-за существования туннельного эффекта, благодаря которому атом азота может переходить из одной стороны плоскости атомов водорода на другую. Такие переходы называются инверсией; происходит как бы «выворачивание молекулы наизнанку».

Частота, с которой атом азота совершает инверсию, зависит от момента количества движения вращающихся атомов водорода, поскольку расстояние между атомами, а значит, и форма потенциальной кривой зависят от центробежных сил, развиваемых при вращении молекулы. Иными словами, тонкая структура инверсионного спектра обусловлена вращением молекулы. Каждой компоненте тонкой структуры соответствует пара квантовых чисел  $J$  и  $K$  (квантовое число  $J$  определяет полный вращательный момент молекулы, а  $K$  — проекцию этого момента на ось симметрии молекулы). Уровни энергии, для которых оба вращательных квантовых числа равны, имеют большой статистический вес, и вероятность перехода для инверсии, связанной с такими уровнями, сравнительно велика, т. е. отвечающие им линии инверсионного спектра оказываются более интенсивными. Среди таких линий выделяется

линия с  $J = 3$  и  $K = 3$  в основном колебательном состоянии, имеющая частоту  $23870$  Мгц. Именно этот переход, известный как инверсия 3—3, наиболее часто используется в молекулярных генераторах<sup>1</sup>.

Необходимая для обнаружения индуцированного излучения среда с «отрицательной температурой» создается в молекулярном генераторе методом сортировки, заключающемся в пространственном разделении молекул, находящихся на различных инверсионных уровнях: фокусировка возбужденных молекул и удаление невозбужденных (более низкий уровень). В общем случае сортировка молекул (или атомов) по энергетическим состояниям осуществляется при помощи неоднородного электрического (или магнитного) поля с использованием явления Штарка (или Зеемана) в зависимости от природы используемых уровней.

В основу метода сортировки молекул аммиака положено то обстоятельство, что энергия молекул, находящихся на верхнем уровне, в электрическом поле возрастает, а находящихся на нижнем уровне — уменьшается (квадратичный эффект Штарка в инверсионных уровнях). Между тем известно, что всякая система стремится к таким изменениям своего состояния, которые приводят ее к устойчивости, т. е. к минимуму энергии. Поэтому при наличии неоднородного электрического поля, убывающего в направлении оси сортирующего устройства, молекулы, находящиеся на более высоком инверсионном уровне, будут стремиться остаться в центральной зоне устройства, молекулы же, находящиеся на более низком уровне, будут, напротив, отклоняться от его оси. Таким путем в молекулярном генераторе осуществляется сортировка молекул по энергетическим уровням и одновременно производится фокусировка возбужденных молекул.

Если же, как это ясно из предыдущего, возбужденные молекулы поступают в резонатор, настроенный на частоту используемого инверсионного перехода, то под действием запасенной в резонаторе энергии электромагнитного поля будут происходить индуцированные переходы. При этом молекулы перейдут с возбужденного уровня на более низкий, испущенное ими излучение будет когерентно с падающим излучением, и энергия поля должна возрасти. Следует иметь в виду, что такое устройство само будет поглощать энергию поля излучения, и для того, чтобы прибор оправдывал свое название, — квантовый усилитель или генератор, индуцированное молекулами излучение должно иметь достаточную интенсивность, превышающую потери в элементах устройства, т. е. в квантовом усилителе или генераторе должно обеспечиваться увеличение интенсивности поля излучения во всем устройстве в целом; необходимая для любой автоколебательной системы обратная связь осуществ-

<sup>1</sup> Более подробные сведения о строении молекулы аммиака и ее спектре можно найти в монографиях по радиоспектроскопии [1, 2].

вляется здесь через электромагнитное поле резонатора. Таков основной принцип работы молекулярного генератора.

В настоящее время, когда, помимо аммиака, в молекулярных генераторах используются и другие газы ( $\text{HCN}$ ,  $\text{CH}_2\text{O}$ ,  $\text{H}$ ) и область применения молекулярных стандартов частоты чрезвычайно широка, невозможно в кратком описании охватить все многообразие созданных конструкций прибора и его элементов. Поскольку квантовый генератор на пучке молекул аммиака является родоначальником современных квантовых устройств и вместе с тем популярен и сегодня, представляется целесообразным для наших целей рассмотреть его устройство более подробно.

Молекулярный генератор на пучке молекул аммиака весьма прост в конструктивном отношении, он состоит из трех основных частей: источника молекулярного пучка, сортирующей (и одновременно фокусирующей) системы и объемного резонатора с волноводным выходом<sup>1</sup>. Все это заключено в сосуд, в котором поддерживается вакуум.

Источник молекулярного пучка представляет собой камеру, содержащую аммиак обычно при комнатной температуре под давлением, несколько большим, чем в остальном объеме прибора. В одной из стенок камеры имеется выход, обращенный к сортирующей системе, через который молекулы покидают источник, образуя направленный пучок, т. е. струю не взаимодействующих между собой через соударения молекул. Желательно получение более интенсивного и узконаправленного пучка. Для этой цели в различных конструкциях на выходе источника применяются либо обычный канал, либо решетка с мелкими отверстиями, либо система каналов, отношение длины которых к их диаметру больше 1. Образование молекулярного пучка достигается оптимальным подбором давления в камере источника и конструкцией выхода источника. Применение молекулярных пучков, во-первых, позволяет получить достаточно узкую спектральную линию излучения и, во-вторых, делает возможным осуществить сортировку молекул по энергетическим состояниям и фокусировку возбужденных молекул описанным выше методом, основанным на использовании эффекта Штарка.

Обычно в молекулярном генераторе на аммиаке в качестве сортирующей системы используется квадрупольный конденсатор, хотя иногда применяется и большее число пластин, а также сортирующая система кольцевого типа (последовательность соосных кольцевых электродов с чередующимися знаками зарядов). Квадрупольный конденсатор состоит из четырех электродов, присоединенных через один к разноименным полюсам источника высокого напряжения (около 30 000 в). При указанном включении электрические поля, создаваемые пластинами конденсатора, складываются так, что на его оси поле равно нулю, а вблизи пластин достигает максимума. В силу квадратичного эффекта Штарка в инверсионных

---

<sup>1</sup>Дополнительный волноводный ввод используется при работе в режиме усиления.

уровнях аммиака молекулы, находящиеся в нижнем инверсионном состоянии, выбрасываются из пучка, в то время как возбужденные молекулы, находящиеся в верхнем инверсионном уровне, фокусируются на оси конденсатора. Таким образом, из квадрупольного конденсатора выходит узкий пучок, целиком состоящий из возбужденных молекул. Разумеется, в пучке будут присутствовать и молекулы, находящиеся в других, не интересующих нас здесь, энергетических состояниях. Так, для аммиака при комнатной температуре распределение молекул по уровням энергии, отвечающее больцмановской кривой, таково, что на верхнем инверсионном уровне находится лишь около 3% молекул от их общего числа. Производительность современных источников достигает  $10^{18}$  молекул в 1 сек. Однако из-за того, что угловая расходимость пучка превышает угол захвата сортирующей системы, в последнюю попадает лишь часть молекул — не более  $10^{14}$  возбужденных молекул в 1 сек.

С увеличением напряжения на электродах сортирующей системы до определенного предела ее эффективность возрастает по двум причинам: увеличивается угол захвата молекул и при больших градиентах поля улучшается качество сортировки.

При свободном пролете без взаимодействия состояние возбуждения может сохраниться практически бесконечно долго, поскольку вероятность спонтанного излучения в радиодиапазоне чрезвычайно мала ( $10^{-7}$  сек $^{-1}$ ). Для улучшения условий взаимодействия электромагнитной волны с пучком молекул служит объемный резонатор, куда и поступает с выхода сортирующей системы сфокусированный пучок возбужденных молекул. Объемный резонатор представляет собой металлическую полость прямоугольной или цилиндрической формы; в такой полости могут существовать стоячие электромагнитные волны определенных резонансных частот. Резонатор настраивается возможно более точно на частоту инверсного перехода. Под действием радиоволны длиной 1,25 см происходит индуцированное излучение первоначально возбужденных молекул, что в свою очередь приводит к увеличению энергии радиоволны <sup>1</sup>.

Происходит процесс резонансного усиления, имеющий регенеративный характер, так как усиленный сигнал индуцирует дальнейшие переходы (самоиндуцированное излучение). Изменяя интенсивность пучка молекул, можно регулировать величину усиления. При достаточном увеличении интенсивности пучка и сильной связи с резонатором, когда мощность индуцированного излучения молекул превышает мощность потерь в нагруженном резонаторе, молекулярный усилитель превращается в молекулярный генератор, в котором обратная связь осуществляется через накопленную в резонаторе энергию индуцированного излучения предыдущих молекул. Благодаря важнейшему свойству индуцированного излучения —

<sup>1</sup> В радиодиапазоне индуцированное излучение в начальный момент стимулируется тепловыми флуктуациями, которые всегда имеют место в резонаторе.

его когерентности, конфигурация структуры поля не меняется, а увеличивается лишь его интенсивность (возрастает число квантов, его составляющих).

С ростом интенсивности поля возрастает и вероятность того, что оно вынудит пролетающие сквозь резонатор молекулы перейти из верхнего энергетического состояния в нижнее и тем самым отдать свою энергию полю. Электромагнитное поле в резонаторе будет нарастать до тех пор, пока доля молекул, переведенных в нижнее состояние, не станет слишком большой. Тогда вследствие равной вероятности процессов индуцированного излучения и индуцированного поглощения поле будет возвращать их обратно на уровень высокой энергии. В результате, если молекулы, прошедшие сквозь сортирующую систему, слишком долго пробудут в резонаторе, то общая энергия, переданная электромагнитному полю, перестанет возрастать, а будет, наоборот, уменьшаться. Таким образом, нелинейность, ограничивающая нарастание колебаний в резонаторе, обуславливается эффектом насыщения. При непрерывном движении молекулярного пучка достигается некий стационарный режим. Как видим, молекулярный генератор фактически представляет собой автоколебательную систему (молекулярный пучок + резонатор), использующую энергию индуцированного излучения молекул.

Требования, предъявляемые к резонатору, диктуются стремлением получить колебания возможно большей мощности, монохроматичности и стабильности.

Нагруженная добротность  $Q_L$  определяется внутренними потерями резонатора (материалом, точностью изготовления, температурой) и связью с волноводной системой.

Условие самовозбуждения молекулярного генератора имеет вид

$$N_{\text{акт}} \geq \frac{\hbar V}{4\pi |\mu_n^m|^2 \tau^2 Q_L}, \quad (\text{III.1})$$

здесь  $N_{\text{акт}}$  — число возбужденных (активных) молекул;  $V$  — объем резонатора;  $|\mu_n^m|$  — матричный элемент дипольного момента молекулы;  $\tau$  — среднее время пролета молекулы через резонатор;  $Q_L$  — добротность нагруженного резонатора.

Обычно в молекулярном генераторе на аммиаке  $V = 10^3 \text{ см}^3$ ,  $|\mu_n^m| = 10^{-18} \text{ CGSE}$  (1 дебай),  $\tau = 10^{-4} \text{ сек}$ ,  $Q_L = 10^4$ , что дает необходимое число активных молекул  $N_{\text{акт}} \approx 10^{13} \text{ мол/сек}$ .

Вышеприведенная формула может быть записана в несколько видоизмененном виде

$$N_{\text{акт}} \geq \frac{\hbar \bar{v}^2 A_c}{4\pi |\mu_n^m|^2 L Q_L} = \frac{\hbar \bar{v}^3}{4\pi |\mu_n^m|^2 M}, \quad (\text{III.2})$$

где  $A_c$  — площадь поперечного сечения резонатора;  $L$  — его длина;  $\bar{v}$  — средняя скорость молекулы.

Величину  $M = \frac{LQ_L}{A_c} \left( \frac{8}{\pi^2} \right)^2$  часто называют качеством резонатора.

Качество резонатора растет с увеличением добротности и длины резонатора. Обратная пропорциональная зависимость от  $A_c$  наблюдается лишь при наличии очень узкого пучка.

Формула (III.2) отвечает случаю, когда поле вдоль оси равномерно ( $n = 0$ ). Для моды с одним максимумом на оси ( $n = 1$ ) качество резонатора ухудшается. Таким образом, при усложнении конфигурации поля рабочей моды качество резонатора падает, и для возникновения генерации требуется более интенсивный молекулярный пучок. Поэтому обычно выбираются колебания с равномерным распределением поля вдоль оси резонатора: мода  $E_{010}$  — в цилиндрическом резонаторе, мода  $E_{011}$  — в прямоугольном.

Как уже говорилось, для возникновения самовозбуждения частота настройки резонатора должна максимально точно совпадать с собственной частотой излучения молекулы. Это же требование существенно для повышения монохроматичности колебаний генератора. Кроме того, определяющее влияние на ширину генерируемой линии оказывают следующие факторы: доплеровское расширение, время пребывания молекулы в резонансной полости и взаимодействие молекулы за счет соударений. Так, эффект Доплера первого порядка будет равен нулю, если молекулы летят перпендикулярно направлению распространения волны, т. е. вдоль фронта волны. (Возникающим при этом эффектом Доплера второго порядка, пропорциональным квадрату отношения скорости частиц к скорости света, обычно пренебрегают ввиду его малости.) Поэтому доплеровское расширение линии будет минимальным для моды с равномерным распределением поля вдоль оси резонатора: для пучка молекул, параллельного оси, целесообразен выбор моды  $E_{010}$ .

При возбуждении в резонаторе этого типа колебаний даже всегда существующий небольшой угловой раствор молекул реального пучка не приводит к ощутимому расширению спектральной линии. Увеличение времени пребывания молекулы в резонаторе, прямо пропорционального длине резонатора, также приводит к сужению линии. Однако использование слишком длинных резонаторов сопряжено с рядом трудностей, которые удастся избежать, применяя два разнесенных резонатора небольшой длины. В современных конструкциях молекулярных генераторов так и поступают, получая при этом такую же ширину линии, как и при длине одного резонатора, увеличенной на расстояние между резонаторами. Наконец, с целью уменьшения расширения линии молекулы пучка не должны механически взаимодействовать между собой, иными словами, с момента вылета из источника и до выхода из резонатора молекулы не должны претерпевать никаких соударений. Поэтому молекулярный генератор приходится заключать в герметическую оболочку и поддерживать достаточно высокий вакуум. Так, при длине свободного пробега порядка 20 см давление в приборе не должно превышать  $10^{-5}$  мм рт. ст. Если учесть, что из источника каждую секунду посту-

пает около  $10^{18}$  молекул аммиака, то для поддержания необходимого вакуума требуется насос высокой эффективности —  $10^5$  мол/сек. Более практичен иной способ, заключающийся в охлаждении полости генератора: при температуре жидкого азота аммиак находится в твердой фазе (замерзает) и обладает невысоким давлением паров ( $10^{-6}$  мм рт. ст.); в этом случае можно ограничиться небольшим диффузионным насосом.

Основным наиболее замечательным свойством молекулярного генератора является высокая стабильность частоты его колебаний. Предел, который можно достигнуть в этом отношении, — максимальное совпадение частоты колебаний генератора с частотой спектральной линии молекулы. Степень указанного совпадения зависит как от параметров установки, так и от структуры излучаемой линии. Приведем приближенную формулу, отражающую зависимость частоты колебаний молекулярного генератора от собственной частоты резонатора, его добротности и добротности спектральной линии

$$\nu = \nu_{\text{л}} \left[ 1 + \frac{\nu_{\text{л}} - \nu_0}{\nu_{\text{л}}} \cdot \frac{Q_0}{Q_{\text{л}}} \right], \quad (\text{III.3})$$

где  $\nu$  — частота молекулярного генератора;  $\nu_{\text{л}}$  — частота спектральной линии;  $\nu_0$  — собственная частота резонатора;  $Q_0$  — добротность резонатора;  $Q_{\text{л}}$  — добротность спектральной линии ( $Q_{\text{л}} = \nu_{\text{л}}/\Delta\nu_{\text{л}}$ , где  $\Delta\nu_{\text{л}}$  — ширина спектральной линии). Для нас эта формула представляет интерес, так как она была получена в ранних работах по молекулярному генератору, которые составят предмет нашего рассмотрения в следующем параграфе.

Между тем, следует оговориться, что формула (III.3) получена при исследовании упрощенной модели молекулярного генератора и ее точность не превосходит  $10^{-8}$ , так как она не учитывает ряд факторов, на некоторые из которых обращалось внимание уже в первых работах.

Прежде всего формула (III.3) выведена в предположении, что линия излучения молекулы состоит из одной частоты, в то время как обычно используемая в молекулярном генераторе линия 3—3 инверсионного спектра  $\text{N}^{14}\text{H}_3$  обладает богатой сверхтонкой структурой, обязанной своим происхождением различным электрическим и магнитным внутримолекулярным взаимодействиям. Наиболее сильное из взаимодействий — электрическое взаимодействие ядра азота с полем молекулы, расщепляющее уровни на несколько мегагерц. Не все составляющие сверхтонкой структуры одинаково существенны для работы молекулярного генератора: собственно генерация происходит на наиболее интенсивном переходе с нулевым изменением квантовых чисел  $F$  и  $F_1^1$  ( $\Delta F = 0$  и  $\Delta F_1 = 0$ ).

<sup>1</sup>  $F_1 = I_{\text{N}} + J$ ,  $F = F_1 + I_{\text{H}}$ , где  $I_{\text{N}}$  — вектор спина ядра азота,  $I_{\text{H}}$  — вектор суммарного спина водородных ядер.

Соответствующая линия складывается из 12 компонент с различными значениями чисел  $F$  и  $F_1$ . Несмотря на то что расстояние между компонентами слишком мало, чтобы каждая из этих линий могла наблюдаться раздельно, форма результирующей линии зависит от соотношения между интенсивностями отдельных компонент, зависящих в свою очередь от состояния газа. Отсюда следует зависимость центральной частоты молекулярного генератора от величины напряжения на сортирующей системе, поскольку с последним связаны изменения функции распределения молекул по состояниям. Кроме того, различные компоненты имеют различные значения матричных элементов дипольного момента, что приводит к зависимости генерируемой частоты от эффективности источника, так как от этого, в частности, зависит напряженность поля в резонаторе, определяемая эффектом насыщения.

Формула (III.3) не отражает и доплеровский сдвиг частоты, возникающий из-за наличия составляющей электромагнитной волны, распространяющейся вдоль резонатора. Этот эффект, называемый эффектом бегущей волны, связан с разбросом в скоростях молекул пучка, а значит, их неравномерным излучением вследствие различного времени пребывания молекулы в резонаторе. При малой интенсивности пучка молекулы излучают, пролетев большую часть резонатора, поэтому электромагнитная волна направлена против направления их движения, что приводит к доплеровскому уменьшению частоты колебаний. При большой интенсивности пучка, когда молекулы излучают в основном при влете в резонатор, имеет место обратная картина, и частота колебаний молекулярного генератора несколько увеличивается даже при правильном выборе типа колебаний в резонаторе. Указанный сдвиг частоты может быть ощутимо уменьшен, если пропустить через резонатор два одинаковых пучка навстречу друг другу. При этом в резонаторе возникают две уравнивательные волны, бегущие в противоположных направлениях, и вместо сдвига максимума спектральной линии получается лишь небольшое расширение, не приводящее к систематической ошибке в определении частоты.

Таким образом, для получения высокостабильных молекулярных генераторов, помимо точной настройки частоты резонатора на частоту спектральной линии, необходимо устранить влияние компонент сверхтонкой структуры и эффекта бегущей волны. Стабильность современных молекулярных генераторов достигает значений  $10^{-2}$  за время порядка 1 мин и  $10^{-10}$  за интервал времени в несколько часов. Мощность прибора весьма мала (порядка  $10^{-10}$  вт).

Итак, молекулярный генератор представляет собой устройство, дающее колебания с очень высокой стабильностью частоты и чистым спектром.

Прибор может работать и как усилитель. Если условия самовозбуждения не выполняются, т. е. если энергия, излученная молекулами в резонаторе, недостаточна для компенсации как энергии, отводимой к нагрузке, так и потерь энергии в стенках резонатора

(вихревые токи в неидеальном проводнике), то прибор превращается в усилитель с очень низким уровнем собственных шумов. Причина чрезвычайно малых шумов молекулярного усилителя заключается в следующем: в них отсутствуют шумы, связанные с неравномерностью электронного потока, неизбежные в радиолампах. Источниками шума в квантовом усилителе являются, во-первых, тепловой шум в результате теплового излучения стенок резонатора и, во-вторых, принципиально неустранимый шум, вызванный спонтанным излучением возбужденных молекул. Последний, как уже говорилось, очень мал в микроволновом диапазоне. Тепловое же излучение также практически отсутствует, так как прибор может работать при температурах, близких к абсолютному нулю.

При количественной оценке собственных шумов усилителя вычисляется шумфактор, или коэффициент шума, который определяется как отношение полной мощности шумов на выходе к мощности выходных шумов теплового происхождения. Обычно шумфактор обозначается через  $F$ . Из-за наличия в усилителе источников шумов, отличных от тепловых, полная мощность шумов на его выходе будет превышать тепловой шум в  $F$  раз, при этом  $F$  всегда больше 1. Лишь для идеального усилителя, в котором отсутствуют какие бы то ни было шумы, отличные от тепловых,  $F = 1$ .

Теоретические выводы и эксперименты показали, что квантовый усилитель обладает коэффициентом шума, очень близким к 1, т. е. что собственные шумы такого усилителя определяются лишь тепловыми шумами при той температуре, при которой работает устройство.

Таковы в основных чертах физические принципы и устройство молекулярного генератора и усилителя<sup>1</sup>, являющегося родоначальником всех квантовых приборов. Молекулярный генератор фактически «открыл» квантовую электронику во всех ее аспектах, как это уже можно заключить из предыдущего изложения и что должно прозвучать особенно убедительно при исследовании создания квантового парамагнитного усилителя и оптического квантового генератора в последующих главах. Именно в молекулярном генераторе на пучке аммиака нашли отражение все основные принципы квантовых приборов и притом разрешены, пожалуй, наиболее оригинальным образом.

Конструктивные особенности молекулярных генераторов с использованием линии  $J = 3, K = 2$  инверсионного перехода  $N^{14}H_3$ , линии  $J = 3, K = 3$  иного изотопа аммиака  $N^{15}H_3$ , не обладающих квадрупольной сверхтонкой структурой, а также с использованием других газов (HCN,  $CH_2O$ ), созданных в более позднее время, не принципиальны.

Наиболее существенно (в конструктивном отношении) отличается созданный в последнее время генератор на пучке атомов водо-

<sup>1</sup> Более исчерпывающие сведения об этом приборе можно получить из монографий [3, 4].

рода, обладающий длительной стабильностью порядка  $10^{-13}$ . В этом генераторе используется магнитный дипольный переход между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов водорода, дающий излучение с длиной волны 21 см. В связи с тем, что используемый переход является магнитодипольным, сортировка водородных атомов основана на эффекте Зеемана и производится неоднородным магнитным полем.

Вообще говоря, излучение атомных пучков вследствие малости матричного элемента магнитного дипольного момента имеет очень малую интенсивность. Поэтому в атомном генераторе пошли по пути продления времени пребывания водородных атомов в резонаторе, для чего внутрь последнего вставляется кварцевая колба, покрытая тонким слоем тефлона, соударения с которым не изменяют состояния атома. В колбу через единственное отверстие поступают возбужденные атомы и здесь пребывают длительное время (до 1 сек), претерпевая при этом несколько тысяч отражений от стенок колбы без изменения ориентации моментов их ядер. При столь длительном взаимодействии с электромагнитным полем настроенного резонатора в системе возможно выполнение условия самовозбуждения, и такой прибор будет работать как чрезвычайно высокостабильный генератор с шириной линии индуцированного излучения около 1 гц. Как видим, в основе современного генератора на пучке атомов водорода лежат те же принципы, что и в генераторе на пучке молекул аммиака, конструктивные же особенности его устройства связаны лишь со спецификой используемого в нем перехода.

## § 2. Создание молекулярного генератора

Теперь, после описания современного молекулярного генератора, приступим к основной задаче нашего исследования — к истории возникновения этого прибора, первенца и родоначальника квантовой электроники. С этой целью рассмотрим основополагающие работы, выполненные независимо и практически одновременно двумя школами физиков-радиоспектроскопистов: в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в Москве (под руководством Н. Г. Басова и А. М. Прохорова) и в Колумбийском университете в Нью-Йорке (под руководством Ч. Таунса).

В трудах этих ученых содержится обоснование метода генерации и усиления электромагнитных волн путем индуцированного излучения, разработана теория этого нового метода, позволяющая создать первые образцы молекулярного генератора, проведено исследование ряда факторов, влияющих на работу прибора в качестве спектрометра, усилителя и генератора. Нами в хронологическом порядке будут рассмотрены эти работы, считающиеся ныне классическими во всей истории квантовой электроники. При этом мы попытаемся проследить, в какой степени в них нашли отражение общие принципы, изложенные в предыдущем параграфе, и оценить вклад конкретных работ в создание и исследование нового прибора.

19 января 1954 г. в редакцию поступила статья Н. Г. Басова и А. М. Прохорова «Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул», которая была опубликована в октябре того же года [5]. В первой части этой статьи обосновывается возможность создания радиоспектроскопа, отличающегося высокой разрешающей способностью (полуширина спектральной линии около  $7 \text{ кгц}$ ) и большой чувствительностью (значительное превышение сигнала над шумами).

Столь существенное улучшение основных характеристик спектроскопа предлагалось осуществить путем применения молекулярных пучков: «Ширина спектральной линии может быть существенно уменьшена, если наблюдать поглощение микроволн не в газе, как это делается в радиоспектроскопах, а в молекулярном пучке. Ширина линии «монохроматического» по скорости молекулярного пучка определяется временем пролета молекул в поле микроволнового излучения. Например, если длина пролета молекул в поле равна  $1 \text{ см}$  и скорость молекул равна  $500 \text{ м/сек}$ , то полуширина линии получается равной  $\Delta\nu = \frac{1}{2} \pi\tau = 8 \text{ кгц}$ , где  $\tau$  — время пролета молекул в поле излучения» [5, стр. 431].

Допплеровское расширение линии, вызываемое разбросом скоростей молекул, предлагается почти полностью устранить путем рационального выбора направления движения пучка относительно фронта электромагнитной волны в резонаторе а именно вдоль фронта волны.

В этой части работы учтены] основные факторы, приводящие к сужению линии.

Далее показано, что если пропустить пучок молекул через высокочастотное поле частоты квантового перехода молекул, то в поглощении микроволновой энергии ( $h\nu \ll kT$ ) принимают участие не все молекулы, а лишь  $N_{\text{акт}} = N_{J, \nu_k} h\nu/kT$ , где  $N_{J, \nu_k}$  — число молекул, находящихся на энергетическом уровне, соответствующем квантовым числам  $J$  и  $\nu_k$ . Предполагается увеличить число активных молекул путем применения специального сортирующего устройства, используя то обстоятельство, что молекулы, находящиеся в неодинаковых энергетических состояниях, по-разному отклоняются неоднородным электрическим полем: «Применение сортировки молекул дает возможность увеличить число активных молекул в  $\sim kT/h\nu$  раз» [5, стр. 433].

Развивая свою мысль, авторы предложили новый прибор, осуществляющий генерацию и усиление микроволновых волн за счет индуцированного излучения молекул — молекулярный генератор и усилитель. Новый прибор по существу является пучковым радиоспектроскопом, дополненным устройством для сортировки молекул. При этом сортировку молекул по энергетическим состояниям можно осуществить, «если пропустить молекулярный пучок через неоднородное электрическое поле с градиентом поля, направленным перпендикулярно направлению пучка» [5, стр. 432]. Такой метод сортировки, как указывалось выше, применяется и в современных

молекулярных генераторах для образования среды с инверсной населенностью, так как позволяет удалить из пучка молекулы, находящиеся в нижнем энергетическом состоянии. В порядке замечания укажем, что несколько позже Н. Г. Басов и А. М. Прохоров предложили еще один метод создания инверсной населенности в многоуровневых системах — метод трех уровней, основанный на использовании трех квантовых уровней рабочего вещества и вспомогательного высокочастотного электромагнитного поля [6]. В связи с тем, что этот метод нашел широкое применение в квантовых парамагнитных усилителях, соответствующая работа будет рассмотрена в главе IV.

Вернемся к работе [5], в которой далее говорится: «Применение сортировки молекул по вращательным состояниям дает возможность изучить не только спектры поглощения молекул, но и спектры излучения молекул, т. к. из пучка по желанию можно отсортировать молекулы, находящиеся в нижнем или в верхнем состоянии рассматриваемого перехода. Используя молекулярный пучок, в котором отсутствуют молекулы в нижнем состоянии рассматриваемого перехода, можно сделать «молекулярный генератор» [5, стр. 436, 437].

Как видим, здесь впервые в официальной и общедоступной печати <sup>1</sup> высказана мысль о создании генератора на принципе индуцированного излучения, предложен эффективный метод разделения молекул, находящихся в различных энергетических состояниях, с целью создания среды с инверсной населенностью (активной среды); новому прибору дано название молекулярный генератор. Далее излагается принцип действия молекулярного генератора и выводится условие его самовозбуждения. Ввиду новизны и глубины высказанных теоретических положений приводим полностью соответствующую часть работы [5, стр. 436—437]: «Отсортированный молекулярный пучок, в котором отсутствуют молекулы в нижнем состоянии рассматриваемого перехода, пропускается через объемный резонатор. За время пролета молекул в объемном резонаторе часть молекул переходит из верхнего состояния в нижнее, отдавая энергию объемному резонатору. Если мощность потерь внутри резонатора меньше мощности излучения молекул, то наступает самовозбуждение, при котором мощность в резонаторе растет до величины, определяемой эффектом насыщения. Таким образом, самовозбуждение наступит, если

$$N_{\text{акт}}h\nu > E_{\text{пот}}, \quad (\text{III.4})$$

где  $E_{\text{пот}}$  — мощность потерь в объемном резонаторе, а именно

$$E_{\text{пот}} = 2\pi\nu E_{\text{зап}}/Q. \quad (\text{III.5})$$

<sup>1</sup> Аналогичные идеи, высказанные Таунсом при ответе на один из вопросов во время прочтения лекции в Японии и опубликованные на японском языке в Токио, рассматривались в гл. II.

Принимая, что энергия в объемном резонаторе равномерно распределена по объему резонатора, запишем  $E_{\text{зап}}$  в виде

$$E_{\text{зап}} = \rho(\nu) V, \quad (\text{III.6})$$

где  $V$  — объем резонатора.

На основании (25) — (27) получим условие самовозбуждения в виде <sup>1</sup>

$$N_{\text{акт}} > 3Vh(\Delta\nu)^2/2Q|\mu_n^m|^2. \quad (\text{III.7})$$

Стационарное состояние генератора определяется эффектом насыщения. Предельная величина мощности, которая может быть получена от такого генератора, равна

$$E_{\text{макс}} = N_{\text{акт}} h\nu/2. \quad (\text{III.8})$$

Здесь впервые строго обоснован новый принцип возбуждения своеобразной автоколебательной системы: молекулярный пучок + объемный резонатор. Самовозбуждение в такой системе когерентных колебаний возникает в результате сочетания свойств индуцированного излучения молекул, с одной стороны, и действия обычного для радиотехнических устройств метода обратной связи за счет использования резонатора — с другой. Выведенное в работе условие самовозбуждения (III.7) позволяет легко найти требуемое число активных молекул при заданной добротности резонатора и, наоборот, исходя из имеющегося в наличии числа активных молекул определить требуемую величину добротности резонатора.

Итак, в рассматриваемой работе, кроме самой идеи и принципа действия молекулярного генератора, изложены некоторые вопросы теории первого квантового прибора.

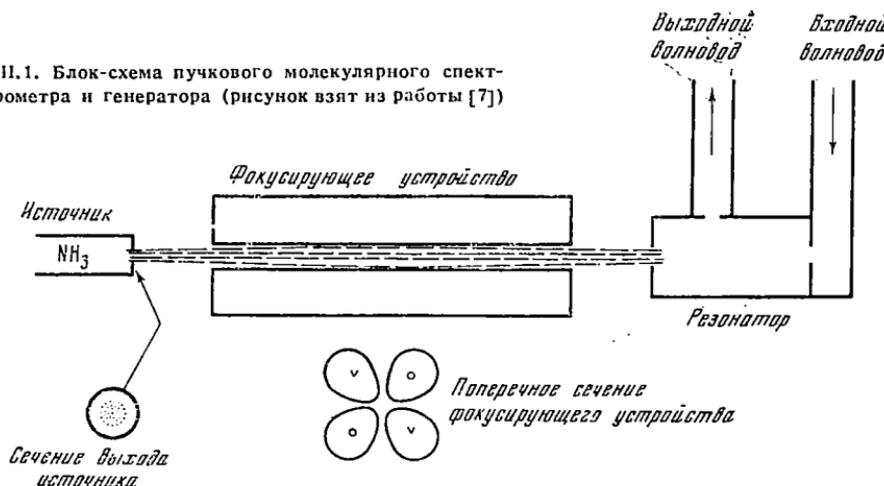
5 мая 1954 г. в редакцию поступила статья Дж. Гордона, Х. Цайгера и Ч. Таунса под названием «Молекулярный микроволновый генератор и новая структура в микроволновом спектре  $\text{NH}_3$ », которая в том же году (1 июля — 15 сентября) была опубликована [7]. Авторы сообщили о разработанном ими приборе, «который может использоваться и как микроволновый спектроскоп с очень высокой разрешающей способностью и как микроволновый усилитель и высокостабильный генератор» [7, стр. 282].

Прибор был первоначально задуман и испытан как спектроскоп высокой разрешающей силы с использованием индуцированного излучения для исследования сверхтонкой структуры аммиачных линий в миллиметровом диапазоне. В частности, наблюдалась сверхтонкая структура инверсионных переходов аммиака  $J = 2, K = 2$  и  $J = 3, K = 3$ , обусловленная квадрупольным взаимодействием,

<sup>1</sup>  $\Delta\nu$  — полуширина спектральной линии,  $\mu_n^m$  — матричный элемент дипольного момента молекулы,  $\rho(\nu)$  — плотность энергии излучения высокочастотного поля, причем  $\rho(\nu) = 3h^2(\Delta\nu)^2/4\pi|\mu_n^m|^2$ . — И. Д.

которая при помощи радиоспектроскопов обычной конструкции (поглощающая ячейка) не могла быть разрешена. Кроме того, сообщалось о полученной при использовании индуцированного излучения разрешающей способности прибора в 6—8 кГц, что намного превышает величину около 65 кГц, достигнутую ранее при применении поглощающей ячейки (доплеровское расширение линии) [8]. Спектрометр с таким высоким разрешением позволил обнаружить магнитную сверхтонкую структуру (вырождение снимается

III.1. Блок-схема пучкового молекулярного спектрометра и генератора (рисунок взят из работы [7])



при взаимодействии магнитных моментов ядер водорода с магнитным полем молекулы).

В [7] приведена блок-схема прибора (рис. III.1) со следующими пояснениями: «Пучок молекул аммиака выходит из источника и поступает в систему фокусирующих электродов. Эти электроды создают четырехполярное цилиндрическое электростатическое поле, ось которого совпадает с направлением пучка<sup>1</sup>. Молекулы в верхнем состоянии инверсионных уровней подвергаются действию силы, направленной радиально внутрь (фокусирующей), между тем как молекулы, находящиеся в нижнем состоянии,— силы, действующие радиально наружу. Молекулы, попадающие в резонансную полость, находятся исключительно в верхнем состоянии. В полости происходят переходы, которые приводят к изменению уровня энергии поля в полости при прохождении через нее молекул пучка. Напряженность поля переменной частоты в полости возрастает, и линия излучения становится видной, когда частота клистрона проходит через частоту молекулярного перехода. Если мощность, излученная

<sup>1</sup> Аналогичное магнитное устройство для фокусировки атомных пучков использовал Пауль [9].— И. Д.

пучком, достаточна для поддержания напряженности поля в полости на уровне, достаточно высоком для стимулирования перехода в следующей порции пучка, то возникают незатухающие колебания. Такие колебания удалось получить. Хотя уровень мощности еще непосредственно не изменялся, величина его по предварительной оценке достигает почти  $10^{-8}$  *вт*. Стабильность частоты колебаний, видимо, может сравниться со стабильностью атомных часов. В условиях, когда колебания сами себя не поддерживают, прибор действует как усилитель микроволновой мощности вблизи молекулярного резонанса. Такой усилитель может иметь шумовую характеристику, очень близкую к 1» [7, стр. 282, 283]. В этих первых экспериментах использовался цилиндрический резонатор из меди длиной 12 *см*, в котором возбуждалась волна типа  $TE_{011}$ <sup>1</sup>. Выбор типа волны в резонаторе хотя, как будет показано в более поздней работе [19], и не является оптимальным, тем не менее был достаточно удачен, так как в случае волны  $TE_{011}$  основная компонента скорости молекул пучка направлена перпендикулярно к направлению распространения волны, совпадающему с линией наблюдения. Последнее обстоятельство приводит, как и в устройстве, предложенном Басовым и Прохоровым, к практически полному устранению доплеровского расширения линии. Кроме того, высокие разрешающие возможности прибора (6—8 *кГц*) объясняются также и тем, что время взаимодействия молекул с электромагнитным полем за счет рационального соотношения между длиной и диаметром резонатора было весьма большим. В статье [7] приведена также формула частотного интервала, в котором амплитуда падает до 0,707 своего максимума:

$$\Delta\nu = 1,2 \nu/L,$$

где  $\Delta\nu$  — ширина линии;  $\nu$  — наиболее вероятная скорость молекул;  $L$  — длина резонатора. В рассмотренном случае ( $\nu = 4 \cdot 10^4$  *см/сек*,  $L = 12$  *см*) это дает ширину линии, равную 4 *кГц*, что достаточно близко к полученным в экспериментах значениям 6—8 *кГц*.

Как видим, в этой работе излагается принцип действия и приводится блок-схема молекулярного спектроскопа и генератора, сообщаются первые результаты экспериментов, свидетельствующих о высокой разрешающей способности прибора, предсказывается, что молекулярный усилитель должен иметь шумфактор, близкий к 1. Вместе с тем здесь еще отсутствует теоретическое рассмотрение работы молекулярного генератора и усилителя, и приведенные оценки основных характеристик прибора являются сугубо качественными.

<sup>1</sup> Часто употребляемое в зарубежной литературе обозначение  $TE$  соответствует обозначению  $H$  в отечественной литературе и выражает тот факт, что в резонаторе возбуждено колебание, имеющее магнитную продольную составляющую. Колебание, имеющее продольную электрическую составляющую, обозначается через  $TM$  (зарубежная литература) или через  $E$  (отечественная литература).

В: ноябре 1954 г. в редакцию поступила статья Басова и Прохорова «Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности» [10], в которой дана первая теория работы молекулярного генератора и усилителя. Статья начинается следующим определением: «Молекулярным генератором мы называем автоколебательную систему, использующую энергию, связанную с переходами между различными энергетическими уровнями». И далее: «Колебательным контуром молекулярного генератора является объемный резонатор. Через объемный резонатор пропускается молекулярный пучок, в котором частично или полностью отсутствуют молекулы на нижнем уровне используемого перехода. Обратная связь в молекулярном генераторе осуществляется через электромагнитное поле резонатора, которое, воздействуя на дипольные моменты молекул, пролетающих через объемный резонатор, вызывает индуцированное изучение этих молекул» [10, стр. 47].

Для полного описания функционирования прибора необходимо рассмотреть процесс образования электромагнитного поля в резонаторе и его усиление при взаимодействии с пучком. Суть теории, развитой Басовым и Прохоровым, заключается в следующем. При помощи теории дисперсии с учетом эффекта насыщения определяется диэлектрическая проницаемость молекулярного пучка, проходящего через резонатор. Рассматривается колебательный процесс в цепи с конденсатором, между обкладками которого находится диэлектрик с диэлектрической проницаемостью молекулярного пучка; причем диэлектрическая проницаемость зависит от квадрата напряженности электрического поля, вследствие чего колебательный процесс описывается нелинейным дифференциальным уравнением.

Решая это уравнение, авторы находят выражения для амплитуды и частоты установившихся колебаний. Отмечая, что «в отличие от других генераторов, в молекулярном генераторе колебательная энергия не вырабатывается в его контуре, а вносится в контур молекулами пучка», Басов и Прохоров моделируют каждую молекулу пучка в виде возбужденного колебательного контура. При такой трактовке молекулярный генератор представлен системой с очень большим числом степеней свободы, вследствие чего рассмотрение ведется «статистическим квантовомеханическим методом». Функциональную связь между полем в резонаторе и пучком авторы выражают посредством электрической поляризуемости молекул пучка. По аналогии с работой обычного генератора, где обратная связь осуществляется взаимосвязью анодного и сеточного контуров, в молекулярном генераторе необходимая связь между пучком и полем осуществляется через комплексную диэлектрическую проницаемость молекул пучка: «Резонатор молекулярного генератора, через который проникает пучок молекул, преимущественно находящихся в верхнем состоянии используемого перехода, можно представить как резонатор, заполненный средой с отрицательными потерями. Эту среду можно характеризовать комплексной диэлектрической

проницаемостью  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$ :

$$\varepsilon' = 1 - A\gamma \frac{\omega}{\omega_2} \cdot \frac{(\omega - \omega_2)\tau}{(\omega - \omega_2)^2 + 1/\tau^2 + \gamma|E|^2}, \quad (\text{III.9})$$

$$\varepsilon'' = -A\gamma \frac{\omega}{\omega_2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_2)^2 + 1/\tau^2 + \gamma|E|^2}, \quad (\text{III.10})$$

где

$$A = 4\pi\hbar N_0/SL; \quad (\text{III.11})$$

$$\gamma = |d_{z_n}^m|^2/\hbar^2; \quad (\text{III.12})$$

$\omega_2$  — частота спектральной линии;  $\tau$  — среднее время пролета молекулами поля излучения резонатора;  $N_0$  — разность между числом молекул на верхнем и нижнем уровнях используемого перехода, пролетающих через резонатор в 1 сек;  $S$  — площадь поперечного сечения резонатора;  $L$  — длина резонатора;  $E$  — напряженность электрического поля в резонаторе»<sup>1</sup> [10, стр. 48].

Приведенное выражение комплексной диэлектрической проницаемости — результат детального теоретического рассмотрения. Между тем, уже из общих физических соображений ясно следующее. Так как средой, заполняющей резонатор, является пучок молекул аммиака, проходящий через резонатор за время  $\tau$  и излучающий электромагнитное колебание частотой  $\omega_2$ , то в общем случае  $\varepsilon$  является функцией частоты колебаний в резонаторе  $\omega$ , амплитуды электрического поля  $E$ , частоты спектральной линии  $\omega_2$ , геометрических размеров резонатора и вероятности переходов.

Формулы для  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  выведены в предположении, что поле  $E$  однородно по сечению резонатора. Учет зависимости поля от координат принципиально ничего нового не дает, а сводится к введению некоторого эффективного поля. Мнимая часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''$  соответствует поглощению, которое в случае молекулярного генератора отрицательно в узкой области частот, дисперсионная часть проницаемости  $\varepsilon'$  характеризует частотную дисперсию молекулы. При достаточно большой величине  $\varepsilon''$  проницаемость молекул может оказаться достаточной для компенсации потерь в резонаторе.

Авторы, выразив молекулярный вклад в резонатор на языке комплексной диэлектрической проницаемости по аналогии с резонатором, подверженным флуктуациям зарядов, получили следующее нелинейное дифференциальное уравнение для напряженности электрического поля  $E$  в резонаторе:

$$\frac{d^2E}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q_0} \cdot \frac{dE}{dt} + \frac{\omega_0^2}{\varepsilon} E = 0, \quad (\text{III.13})$$

где  $\omega_0$  — резонансная частота резонатора;  $Q_0$  — добротность резонатора;  $\varepsilon$  — комплексная диэлектрическая проницаемость.

<sup>1</sup>  $|d_{z_n}^m|^2$  — квадрат матричного элемента  $z$ -компоненты дипольного момента молекулярного перехода между  $m$  и  $n$ -м уровнями.— И. Д.

Решая это уравнение с учетом некоторых приближений, они получили выражения для частоты  $\omega$  и амплитуды  $E_0$  установившихся колебаний (см. [10, стр. 48]):

$$\omega = \omega_2 \left[ 1 - \frac{2Q_0}{\omega_2 \omega_0 \tau} (\omega_0 - \omega_2) \right], \quad (\text{III.14})$$

$$E_0^2 = \frac{Q_0 A \gamma \tau^2 \omega_0 / \omega_2 - 1 - 4 (\omega_2 - \omega_0^2 Q^2) / \omega_0^2}{\gamma \tau^2}, \quad (\text{III.15})$$

а также условие самовозбуждения генератора, совпадающее с полученным в работе [5].

Из приведенного выражения (III.14) для частоты установившихся колебаний, фактически совпадающего с формулой (III.3), следует, что чем меньше расстройка резонатора относительно частоты спектральной линии, т. е. чем меньше разность  $\omega_0 - \omega_2$ , тем точнее совпадение генерируемой частоты с частотой излучения молекулы. Путем элементарных преобразований формулы (III.14) может быть получено выражение для стабильности частоты генератора

$$\frac{\omega - \omega_2}{\omega_2} = \frac{Q_0}{\pi \omega_0 \tau} \cdot \frac{\omega_2 - \omega_0}{\omega_2}. \quad (\text{III.16})$$

А так как время взаимодействия молекул с электрическим полем  $\tau$  может быть сделано очень большим по сравнению с периодом частоты перехода, то молекулярный генератор должен обладать высокой стабильностью частоты. Басов и Прохоров пишут: «Отличительной особенностью молекулярного генератора является огромная стабильность частоты, т. к. частота генерации в основном определяется частотой используемой спектральной линии и слабо зависит от внешних условий. Поэтому молекулярный генератор может быть использован, с одной стороны, в качестве эталона частоты, а с другой стороны, как спектроскоп с высокой разрешающей силой» [10, стр. 47].

Таким образом, здесь не только впервые отмечается то обстоятельство, что прибор должен обладать очень высокой стабильностью частоты, но это важнейшее свойство молекулярного генератора находит в работе строгое теоретическое обоснование.

Выдвинутая в [10] теория молекулярного генератора была детально изложена в вышедшей вскоре статье тех же авторов [11], а также в работе [12], поступившей в редакцию в декабре 1954 г. и опубликованной в 1956 г. При этом были внесены некоторые уточнения в выражения диэлектрической проницаемости, частоты и амплитуды установившихся колебаний генератора (см. [11, стр. 495, 497]).

Далее в работе [10] определяется выходная мощность при насыщении: «Мощность, которую может отдать молекулярный генератор, равна

$$W = \frac{\omega |E|^2 SL}{2\pi Q_0}; \quad (\text{III.17})$$

если  $Q_0 A \gamma \tau^2 \gg 1$ , то

$$W = \frac{1}{2} N_0 \hbar \omega, \quad (\text{III.18})$$

т. е. половина молекул переходит с верхнего уровня на нижний, отдавая энергию в резонатор. Очевидно, что это есть максимальная мощность, которую может отдать молекулярный генератор» [10, стр. 49].

При невыполнении условия самовозбуждения прибор аналогично регенеративному приемнику может быть использован в качестве усилителя микроволновой мощности. Авторы приводят [10, стр. 49] дифференциальное уравнение напряженности электрического поля в усилителе и выражение коэффициента усиления по мощности. Дифференциальное уравнение молекулярного генератора

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q_0} \cdot \frac{dE}{dt} + \frac{\omega_0^2}{\varepsilon} E = B \omega^2 e^{i\omega t}. \quad (\text{III.19})$$

Молекулярный усилитель описывается таким же уравнением, как и молекулярный генератор, только в правой части уравнения вместо нуля стоит член, выражающий внешнюю силу: величина амплитуды внешней силы  $B$  определяется подводимой к резонатору усилителя мощностью. Коэффициент усиления по мощности равен отношению квадратов полей в резонаторе при наличии молекулярного пучка и отсутствии последнего (случай:  $\varepsilon' = 1$ ,  $\varepsilon'' = 0$ ).

Решение приведенного дифференциального уравнения дает возможность найти величину коэффициента усиления. «В случае резонанса  $\omega_0 = \omega_2 = \omega$  коэффициент усиления имеет максимальное значение. Он равен

$$k = \frac{k_0}{1 + A \gamma \tau^2 Q_0} \gg [11, \text{стр. 499}]. \quad (\text{III.20})$$

Здесь  $k_0$  — коэффициент усиления в отсутствии молекулярного пучка.

В работах [10—12] теоретически предсказано, что усилитель с использованием индуцированного излучения должен обладать очень низким уровнем собственных шумов. Так, в [10] по этому поводу сказано: «Если условия самовозбуждения не выполнены, то такой прибор может служить усилителем микроволновой мощности с малым коэффициентом шума» [10, стр. 47]. Эта же мысль поясняется в [11]: «Молекулярный усилитель обладает малым коэффициентом шума. Это связано с тем, что вероятность спонтанного излучения молекул мала. Поэтому шумы усилителя определяются тепловыми электрическими флуктуациями в объемном резонаторе. Молекулярный пучок будет усиливать как полезный сигнал, так и флуктуации, но отношение сигнала к шуму при усилении будет оставаться неизменным. Флуктуация плотности молекул пучка в объемном резонаторе будет менять коэффициент усиления. Поэтому усилитель обладает коэффициентом шума, близким к единице.

Снижение температуры резонатора приведет к уменьшению уровня шумов» [11, стр. 499].

Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя, развитая в [10—12], была доложена Басовым и Прохоровым на Международной конференции по радиоспектроскопии, проходившей в Лондоне в апреле 1955 г. [13].

Из изложенного выше следует, что квантовостатистический метод исследования, основанный на теории дисперсии с учетом эффекта насыщения, который Басов и Прохоров применили к молекулярному генератору и усилителю еще в 1954 г., явился чрезвычайно полезной основой для развития теории этого нового прибора.

В мае 1955 г. поступила в редакцию и в августе того же года опубликована вторая статья Дж. Гордона, Х. Цайгера и Ч. Таунса о созданном ими молекулярном усилителе, генераторе и спектроскопе под названием «Мазер — новый тип микроволнового усилителя, стандарта частоты и спектрометра» [14]. В этой относительно большой по объему статье дается краткое описание принципа действия и конструкции прибора, излагаются методика и результаты эксперимента, которые затем сравниваются с выводами теоретического рассмотрения<sup>1</sup>.

Прибор, называвшийся в первой публикации авторов [7], как и в работах Басова и Прохорова, молекулярным генератором (соответственно — молекулярным усилителем), в данной работе получил новое название — мазер. Это название образовано путем сокращения (первые буквы) следующего английского выражения: microwave amplification by stimulated emission of radiation (усиление микроволнового излучения за счет индуцированного излучения). Отметим, что в дальнейшем мазерами стали называть и другие устройства (квантовые парамагнитные усилители), работа которых основана также на явлении индуцированного излучения. В настоящее время употребляются оба термина — «мазер» и «молекулярный генератор (усилитель)». Последний, наряду с термином квантовый генератор (усилитель) особенно часто встречается в советской литературе и несомненно более удобен, когда речь идет только о генерации либо только об усилении. При дальнейшем изложении нами будет использоваться как тот, так и другой термин.

Рассмотрим наиболее важные результаты экспериментального и теоретического исследований мазера, изложенные в работе [14]. Экспериментальное исследование главным образом посвящено мазеру, работающему в режиме генерации, в меньшей степени — в качестве спектроскопа<sup>2</sup>. Авторы указывают, что хотя мазер работал и как усилитель, характеристики в этом режиме не снимались.

<sup>1</sup> Авторы уже были знакомы с работами Басова и Прохорова [5, 10], о чем свидетельствуют соответствующие ссылки.

<sup>2</sup> Основная часть исследований сверхтонкой структуры микроволнового спектра аммиака, осуществленная при помощи молекулярного спектроскопа, подробно освещена Гордоном в работе [15].

Исследование мазера-генератора проводилось с двумя генераторами, которые работали на линии  $3-3$  аммиака ( $23\ 870\ \text{МГц}$ ) и имели конструкцию, аналогичную описанной в работе [7]. Испытываемые генераторы отличались лишь размерами фокусирующей (сортирующей) системы: у одного из них расстояние между ближайшими точками соседних электродов составляло  $2\ \text{мм}$ , а длина фокусирующей системы равнялась  $56\ \text{см}$ , у другого ближайшее расстояние между соседними электродами  $4\ \text{мм}$  при длине фокусирующей системы в  $20\ \text{см}$ . В то время как на фокусирующую систему первого генератора до появления искрения можно было подавать напряжение до  $15\ \text{кв}$ , на вторую систему с большим разнесением электродов удавалось подавать  $30\ \text{кв}$ , что позволяло создавать более высокий градиент поля между электродами. Как показали эксперименты, второй генератор работал более эффективно.

В работе описывается роль конструкции источника молекул. Аммиак из камеры источника (комнатная температура, давление в несколько  $\text{мм рт. ст.}$ ) поступал в устройство через систему тонких каналов. Каналы имели сечение  $0,05 \times 0,15\ \text{мм}$ , общая площадь, покрытая системой каналов, представляла собой круг радиусом около  $5\ \text{мм}$ . «Источник такого типа дает сильный и направленный пучок молекул, идущий в направлении каналов. Экспериментально доказано, что он в несколько раз эффективнее источника в виде одного кольца, шириной в несколько  $\text{мм}$  и радиусом в  $0,15\ \text{дм}$ » [14, стр. 1265]. Исследование влияния параметров установки на работу прибора, как указывалось в предыдущем параграфе, является необходимым моментом в создании высокостабильного генератора.

Поддержание в объеме необходимой степени вакуума (ниже  $10^{-5}\ \text{мм рт. ст.}$ ), сводящегося к удалению невозбужденных молекул, осуществлялось путем их вымораживания. Для этой цели в полые электроды сортирующей системы заливался жидкий азот<sup>1</sup>. Этот способ позволял использовать относительно маломощный насос. Однако за счет оседания затвердевшего аммиака на электродах квадрупольного конденсатора его апертура постепенно сужалась, и генератор приходилось часто останавливать и производить чистку электродов. Заметим, что это неудобство было обойдено в экспериментах Басова [16], окружавшего полость генератора охлаждающей азотной рубашкой (в этом случае необходимо ставить между источником и сортирующей системой охлаждаемую диафрагму).

В генераторах Гордона, Цайгера и Таунса объемные резонаторы были изготовлены из меди или инвара, гальванически покрытого серебром; их добротность достигала  $12\ 000$ . В резонаторе возбуждалась волна типа  $\text{TE}_{011}$ , а также типа  $\text{TM}_{01}$ , которая имеет ряд преимуществ по сравнению с волной типа  $\text{TE}_{01}$ . Однако все измерения, описанные в статье, проводились с волной типа  $\text{TE}_{011}$ . Выбранный тип волны практически устранил доплеровское расширение линии,

<sup>1</sup> Температура жидкого азота —  $196^\circ\ \text{C}$ , аммиак замерзает при  $-78^\circ\ \text{C}$ .

и разрешение достигло нескольких килогерц. Столь высокое разрешение обуславливалось также рациональным выбором размеров резонатора: длина — 11,4 см, диаметр — 1,52 мм, что соответствует минимальному диаметру (близкому к критическому) для избранного резонансного типа волны. Таким путем достигалось наибольшее время взаимодействия молекул с волной, так как было получено увеличение длины волны в резонаторе в 18 раз по сравнению с длиной волны в свободном пространстве. Выбранные из указанных соображений размеры резонатора допускали перестройку последнего лишь на 50 Мгц.

Испытывался как проходной резонатор (два волновода), так и отражательный (один волновод); с резонаторами обоих типов была получена почти одинаковая чувствительность.

При исследовании работы мазеров-генераторов применялась схема выделения биений. Сигналы с выходов обоих генераторов подавались на один и тот же кварцевый смеситель, на который, кроме того, поступал гетеродинный сигнал от клистрона. Напряжение промежуточной частоты ( $\sim 30$  Мгц) усиливалось, после чего сигнал биений частот обоих молекулярных генераторов выделялся на диодном детекторе и разворачивался на экране осциллографа. Генераторы были достаточно хорошо изолированы друг от друга, захватывание наблюдалось лишь при уменьшении частоты биений ниже 20 гц. Визуально можно было обнаружить сдвиг фаз, равный 0,1 гц (0,1 цикла за 1 сек). Наблюдавшиеся биения соответствовали кратковременной стабильности, по крайней мере  $4 \cdot 10^{-12}$  в течение 1 сек. Выяснялось влияние настройки резонатора на частоту генерации: «Было установлено, что частота колебаний каждого лазера может изменяться на один или два кгц в любую из сторон от частоты молекулярного перехода за счет изменения частоты резонанса полости вблизи частоты перехода. Если полость расстроена слишком сильно, то колебания срываются. Отношение ухода частоты колебаний лазера к сдвигу частоты настройки резонатора почти точно равно отношению ширины молекулярной кривой (т. е. ширине линии молекулярного перехода, как показывает мазер-спектрометр) к ширине полосы пропускания резонатора. Как будет показано ниже, такое поведение предсказывается теорией» [14, стр. 1266].

Использование резонаторов из инвара, непрерывно охлаждаемых водой при температуре тающего льда, привело к уменьшению температурного ухода частоты. Так, максимальное изменение частоты биений в течение целого часа в этих экспериментах не превышало 5 гц, что соответствует стабильности в  $2 \cdot 10^{-10}$  при средней стабильности в  $1 \cdot 10^{-10}$ . Авторы считают, что даже столь малые уходы частоты генератора связаны с температурными колебаниями, вызванными периодическим подливанием жидкого азота в электроды сортирующей системы: «теория указывает, что изменение температуры до  $0,1^\circ$  С вызывает частотную девиацию именно такой величины» [14, стр. 1267].

В порядке замечания отметим, что расчеты, выполненные Таун-

сом в 1951 г. [17], показали, что, используя спектральную линию поглощения аммиака ( $J = 3, K = 3$ ), можно создать такие условия, при которых частота спектральной линии не будет меняться более чем на  $10^{-10}$ . По понятным причинам, такой высокой точности поддержания частоты не удалось достигнуть экспериментально при использовании линии поглощения в газе: наибольшая точность, полученная при измерении линии  $J = 3, K = 3$  аммиака, была порядка  $5 \cdot 10^{-8}$  [18]. И лишь линия излучения отсортированного молекулярного пучка аммиака позволила увеличить точность уже в первых конструкциях мазеров на два с половиной порядка.

В рассматриваемой работе было установлено, что частота генерации несколько зависит от изменений как давления в источнике аммиака, так и напряжения на фокусирующих электродах, влияющих на силу пучка: изменение одного или другого на 25% приводило к сдвигу частоты, равному 20 *гц*. При этом оказалось, что перестройка резонатора приводит к изменению знака обоих эффектов: нулевые точки совпадали в пределах полосы расстройки 30 *гц* двух мазеров. Авторы высказали предположение, что частота, на которой этот эффект пропадает, близка к центральной частоте молекулярного перехода. Это, по их мнению, может служить очень удобным методом подстройки частоты мазера-генератора без использования какого-либо вспомогательного стандарта частоты.

Что касается мощности, излучаемой квантовым генератором, то в этой работе она непосредственно не измерялась. Забегая несколько вперед, укажем, что в теоретической части работы, к которой мы теперь переходим, мощность мазера, по косвенной оценке авторов, достигала  $1,5 \cdot 10^{-9}$  *вт*.

Один из разделов статьи посвящен фокусирующей системе, где производится расчет числа молекул в верхнем инверсионном состоянии, поступающих после фокусировки в резонатор. Приводится формула для числа молекул  $N$ , как сумма всех трех квадрупольных уровней. При температуре источника  $300^\circ \text{K}$ , указанной выше геометрии и напряжении на электродах фокусирующей системы, рассчитанная по этой формуле мощность ( $Nh\nu/2$ ) составляет  $1,5 \cdot 10^{-9}$  *вт* с  $1,1 \text{ м.м.}^2$  при давлении в 1 *мм* рт. ст., т. е. искомое число молекул  $\simeq 2 \cdot 10^{14}$  в 1 *сек*.

Авторы заключают: «Считается, что общее число молекул, выходящих из источника в телесном углу, из которого отобраны молекулы в верхнем инверсионном состоянии, должно достигать  $10^{15}$  в *сек*. Эта оценка вытекает из знания числа молекул, необходимых для возникновения генерации. Это указывает на то, что данный источник работает недостаточно эффективно» [14, стр. 1268].

Следующий раздел работы посвящен резонатору и ширине линии излучения. Пучок молекул, попадающих в резонатор, почти целиком состоит из молекул в верхнем инверсионном состоянии; под действием высокочастотного электрического поля происходит индуцированное излучение молекул, пролетающих в полости резонатора. Мощность  $P$  излучения при этом равна произведению числа

молекул  $N$ , энергии излучения каждой молекулы  $h\nu$  и средней вероятности перехода  $\bar{P}_{ab}$ .

В работе приводится выражение вероятности перехода отдельной молекулы, получаемое из теории возмущений первого порядка. При этом вероятность главным образом зависит от квадрата матричного элемента дипольного перехода  $\mu_{ab}$ , длины резонатора  $L$ , скорости молекулы  $v_0$  и напряженности электрического поля  $\epsilon$  в месте нахождения молекулы. Усреднение вероятности перехода для всех молекул пучка должно производиться путем усреднения различных скоростей, траекторий и моментов.

Считается, «что  $\bar{P}_{ab}$  как функция частоты вынуждающего поля определяет ширину молекулярной линии» [14, стр. 1268]. При некоторых упрощающих предположениях расчеты показали, что излученная мощность имеет максимум на собственной частоте перехода  $\nu_B$ , а общая ширина линии на половине максимума  $1,2 v_0/L$ . «Четкость молекулярной линии может объясняться большой длиной ВЧ-поля в полости в направлении хода пучка» [14, стр. 1268].

Приведенное выражение для средней вероятности перехода показывает, что излученная молекулами мощность пропорциональна квадрату напряженности поля, а значит, энергии, накопленной в полости. Однако, как отмечают авторы, выражение для  $\bar{P}_{ab}$  справедливо лишь при малых напряженностях высокочастотного поля. При больших напряженностях поля, когда имеет место эффект насыщения (а именно это имеет место в мазере-генераторе!), выражение теряет свою справедливость. «Если поддерживается высокая напряженность поля, средняя вероятность перехода  $\bar{P}_{ab}(\nu_B)$  составляет 0,5. [Общая мощность, поступающая от пучка, достигает  $N/h\nu_B/2$ ]» [14, стр. 1268]. Как видим, это заключение полностью совпадает с выводами работы Басова и Прохорова [5].

Далее, аналогично тому, как это делали Басов и Прохоров в [10], Таунс, Гордон и Цайгер связывают процессы, происходящие в резонаторе, с поляризуемостью вещества, наполняющего последний, вводя комплексную восприимчивость, и выводят соотношение, связывающее среднюю вероятность перехода с мнимой частью комплексной восприимчивости  $\chi''$ .

Авторы показывают, что мощность излучения, появляющаяся из-за наличия пучка, можно описать изменением добротности полости ( $1/Q_B = 1/Q_C - 4\pi\chi''$ , где  $Q_B$  — добротность при наличии пучка молекул, а  $Q_C$  — добротность без пучка), а сдвиг резонансной частоты полости определяется соотношением  $\nu_B = \nu_C (1 - 2\pi\chi')$ , если  $\chi' \ll 1$ .

Гордон, Цайгер и Таунс рассматривают возникновение колебаний в резонаторе следующим способом. Резонатор и выходной волновод в отсутствие пучка молекул считаются находящимися в термодинамическом равновесии; в этом случае средняя мощность, поступающая из резонатора в волновод, должна равняться нулю. В присутствии отсортированного молекулярного пучка термодина-

мическое равновесие нарушается, появляется покидающий резонатор избыток мощности по сравнению с шумами, попадающими в резонатор извне. Эта избыточная мощность — результат индуцированного излучения достаточно большого числа молекул.

Авторы экстраполируют результаты анализа, полученного при низких мощностях теплового шума, на случай, когда усиление резонатора становится большим и даже приближается к насыщению (предполагается, что аммиачный мазер-усилитель аналогичен линейному усилителю шумов с очень высоким усилением до тех пор, пока не возникает генерация).

В своей экстраполяции авторы идут еще дальше, считая, что даже при возникновении генерации частотный спектр тепловых шумов, поступающих в резонатор, остается неизменным. При этом не оговаривается, что указанное предположение верно лишь тогда, когда мощность, выходящая из резонатора, не поднимает температуру выходной нагрузки и волновода.

Анализ квантового усилителя методом малых сигналов как линейного усилителя шумов связывается в статье с выражением для полной мощности, как функции от комплексной восприимчивости; эта полная мощность должна быть равна интегралу от спектральной плотности по всем частотам.

В итоге приводится следующее выражение для спектральной плотности (см. [14, стр. 1273]):

$$P_N \approx 4kT (\Delta\nu_B)^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + \left( \frac{4\pi kT}{P_B} (\Delta\nu_B)^2 \right)^2], \quad (\text{III.21})$$

где  $\Delta\nu_B$  — полуширина линии;  $P_B$  — полная мощность, равная  $Nh\nu_B/2$ ;  $\nu_0$  — частота колебаний генератора, определяемая выражением

$$\frac{\nu_0 - \nu_B}{\nu_0 - \nu_C} = - \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_C}. \quad (\text{III.22})$$

Здесь индекс  $C$  означает отсутствие пучка молекул, а индекс  $B$  — наличие пучка молекул.

Особый интерес вызывает последнее соотношение, отражающее влияние настройки резонатора на частоту генерации мазера. Это соотношение, выведенное Гордоном, Цайгером и Таунсом в приближении малых сигналов, отличается лишь численным коэффициентом порядка единицы от уже приводившегося нами при разборе работы [10] выражения (III.16), а также от

$$\frac{f - f_2}{f_2} \approx 1,07 \frac{Q}{Q_{\text{л}}} \cdot \frac{f_0 - f}{f_0}, \quad (\text{III.23})$$

полученного позднее в результате более строгого анализа. В самом деле, если учесть разницу в обозначениях ( $\nu_0 \sim f$ ,  $\nu_B \sim f_2$ ,  $\nu_C \sim f_0$ ,  $\Delta\nu_B \sim \Delta f_2$ ,  $\Delta\nu_C \sim \Delta f_0$ ) и вспомнить определения добротности нагруженного резонатора без учета молекулярного эффекта  $Q = \Delta f_0 / f_0$  и добротности молекулярной линии  $Q_{\text{л}} = f_2 / \Delta f_2$ , то, ум-

ножив обе части соотношения, полученного Таунсом и др., на  $f_0/f_2$ , получаем

$$\frac{f - f_2}{f_2} = \frac{Q}{Q_{\text{л}}} \cdot \frac{f_0 - f}{f_0} \quad (\text{III.24})$$

Из этого выражения легко усмотреть, насколько отличается генерируемая мазером частота  $f$  от центральной частоты молекулярной линии  $f_2$ , если частота настройки резонатора с ней не совпадает: расстройка резонатора уводит частоту генерируемых мазером колебаний в сторону от частоты молекулярного перехода.

Приведенное выше выражение для спектральной плоскости позволило написать значение для общей ширины спектра выходных колебаний шумов по половине мощности (см. [14, стр. 1273]):

$$2\delta\nu = \frac{8\pi kT}{P_B} (\Delta\nu_B)^2 \quad (\text{III.25})$$

Для типичного случая молекулярного генератора:  $P_B = 10^{-10}$  вт,  $\Delta\nu_B = 4$  кГц ширина шумового спектра, вычисленного по этой формуле, получается около  $5 \cdot 10^{-3}$  Гц. Этот приближенный анализ показывает, что частота генератора остается весьма постоянной во времени; наличие на выходе генератора шумового спектра указанной ширины — следствие случайных вариаций фазы со временем.

В последнем разделе работы рассматриваются шумовая характеристика и ширина полосы пропускания мазера как усилителя. Из полученных формул для величины усиления по мощности и шумовой характеристике (шум-фактор) делается заключение о том, что для получения в проходном резонаторном усилителе «... высокого усиления и в то же время низкого шума необходима очень большая входная связь с полостью и очень низкая выходная связь. Следовательно, нужен достаточно сильный пучок, такой, чтобы мазер не лежал слишком далеко от режима генерации» [14, стр. 1273]. Показано также, что мазер действует как регенеративный усилитель, и при этом его ширина полосы становится уже, нежели ширина полосы молекулярного излучения, т. е. меньше, чем величина  $2\Delta\nu_B \approx \approx 6 \cdot 10^3$  Гц.

Говоря о возможном практическом использовании мазера-усилителя, авторы считают, что, несмотря на очень низкую шумовую характеристику, он будет иметь ограниченную сферу применения из-за узкой ширины полосы пропускания. В качестве примера использования мазера-усилителя указывается на возможность приема слабых сигналов из космоса.

Основная ценность рассмотренной работы заключается в том, что в ней фактически впервые проведено подробное описание действующего образца молекулярного генератора. Теоретические исследования, выполненные в линейном приближении, не позволяют еще проанализировать многие важнейшие особенности работы молекулярного генератора.

Нелинейная теория молекулярного генератора с учетом эффекта насыщения рассмотрена К. Шимодой, Т. Вангом и Ч. Таунсом в [19]. Получены выражения для условия самовозбуждения и частоты генерации, а также для средней мощности, излучаемой в резонаторе. Для случая монохроматического по скорости молекулярного пучка проведен ряд расчетов и оценок таких, как чувствительность лазера-спектрокопа, внутренние шумы лазера, систематические сдвиги частоты. Анализ различных факторов, сдвигающих частоту, показал, что главным из них является настройка резонатора и асимметрия отбора энергии. Последняя, как оказалось, вызывает эффект Допплера, сдвигающий частоту до  $10^{-9}$  (устранение асимметрии уменьшает этот сдвиг до  $10^{-10}$ ).

Эффект Допплера появляется также вследствие неравномерности излучения вдоль резонатора. Показано, что его можно устранить, если молекулярные пучки впускать в систему с двух противоположных сторон.

Одно из исследований работы касалось выбора наиболее подходящего типа резонатора и возбуждаемого в нем типа колебаний. Установлено, что пороговое условие самовозбуждения зависит от отношения  $Q_0 L/A$ , где  $Q_0$  — добротность ненагруженного резонатора;  $L$  — длина резонатора;  $A$  — площадь поперечного сечения резонатора. При этом показано, что если индекс в наименовании типа колебаний в резонаторе, характеризующий распределение поля вдоль его оси, равен 1, а не 0, то эффективная связь молекул с электрическим полем уменьшается, а результирующая ширина линии излучения расширяется в  $\pi^2/8$  раз. На этом основании введено понятие качества резонатора  $M$  в виде

$$M = \frac{LQ_0}{A} \left( \frac{8}{\pi^2} \right)^n, \quad (\text{III.26})$$

где  $n_s = 1$  или  $n = 0$ .

Приведены таблицы расчетов как для резонаторов цилиндрической формы, так и для резонаторов прямоугольного сечения.

В случае цилиндрических резонаторов наилучшими оказались резонаторы с волной типа  $TM_{010}$ , а именно такой резонатор обладает в 3 раза более высоким качеством по сравнению с резонатором с волной типа  $TE_{011}$ , применявшимся в предшествующих работах [7, 14]. Этот результат был проверен экспериментально. Опыты проводились при неизменном давлении в источнике и регулируемом напряжении на сортирующей системе (число молекул, влетающих в резонатор на некотором участке, прямо пропорционально квадрату напряжения на сортирующей системе). Измерения показали, что в цилиндрическом резонаторе с волной типа  $TM_{010}$  генерация возникала при напряжении 6,9 кВ на сортирующей системе, в то время как в резонаторе с волной типа  $TE_{011}$  — лишь при 15 кВ, что подтверждает теоретический результат о том, что для возникновения генерации в резонаторе с волной типа  $TM_{010}$  требуется

приблизительно в 3 раза меньшее число молекул, чем в резонаторе с волной типа  $TE_{011}$ . Для резонатора прямоугольного сечения аналогичные расчеты показали, что наилучшим качеством обладает резонатор с волной типа  $TM_{110}$ .

Далее в работе [19] делается попытка теоретического рассмотрения шумов генератора. Считается, что имеют место два источника шумов: флуктуации числа пролетающих молекул («дробовой шум») и флуктуации поля в резонаторе, вызываемые тепловыми шумами.

С помощью полученного соотношения для  $\{(\Delta f^2)_{cp}\}^{1/2}/f_{mn}$  (здесь  $(\Delta f^2)_{cp}$  — средний квадрат наблюдаемых вариаций частоты генератора;  $f_{mn}$  — центральная частота молекулярной линии) можно оценить ширину спектра шумов: в обычных условиях относительные флуктуации частоты вследствие шумов имеют порядок  $10^{-13}$ .

В целом работа Шимоды, Ванга и Таунса внесла заметный вклад в теоретическое осмысление ряда существенных для работы мазера вопросов; эксперименту же уделено мало внимания.

Все рассмотренные выше теоретические исследования не выходят за рамки стационарного режима работы молекулярного генератора. В настоящее время разработана более общая теория, включающая и нестационарные процессы. В связи с этим следует обратить внимание на то обстоятельство, что в работе Шимоды, Ванга и Таунса молекулярный вклад в резонатор выражается не через диэлектрическую проницаемость, как это делалось в работах [10—14], а через вектор поляризации молекулярного пучка. Кстати, аналогичным образом построена и теория молекулярного генератора в статье Ю. Л. Климентовича и Р. В. Хохлова [20], поступившей в редакцию в июне 1956 г. Полученные в их работе выражения амплитуды и частоты установившихся колебаний в молекулярном генераторе — результат решения дифференциального уравнения для напряженности электрического поля, записанного через вектор поляризации молекулярного пучка. Впоследствии именно этот путь был использован В. М. Файном [21] и А. Н. Ораевским [22], впервые получившими дифференциальные уравнения молекулярного генератора с учетом и нестационарных процессов. На основе работ [21, 22] построена современная теория нестационарных процессов в молекулярном генераторе.

Итак, с возникновением аммиачного мазера-генератора появился прибор, обладающий чрезвычайно высокой стабильностью частоты, недостижимой ни для кого из ранее известных способов получения колебаний, и поэтому сразу же нашедший применение в качестве стандарта частоты.

Мазеры-усилители на пучке аммиака, хотя и имели слишком узкую полосу восприимчивости ( $\sim 300$   $\mu$ ), обладали очень ценным качеством, также недостижимым до создания квантовых приборов. А именно, шумфактор, или коэффициент шума, молекулярных усилителей приближается к 1, т. е. в смысле собственных шумов, а значит, и чувствительности мы имеем практически идеальный усилитель. Если учесть, что в 50-х годах в целом ряде областей науки

и техники ощущалась потребность в усилителях СВЧ-диапазона с чувствительностью, более высокой, нежели могли дать даже термонные электронные усилители лампы бегущей волны (ЛБВ) (для ЛБВ шумфактор порядка 10 считается очень хорошим), то интерес, проявленный к столь малошумящим молекулярным усилителям, представляется вполне оправданным. Поэтому естественно, что еще до создания мазеров на твердом активном веществе ряд работ был посвящен изучению шумовых свойств и измерению шумфактора усилителей мощности с газообразным активным веществом, несмотря на такие недостатки этих приборов, как слишком узкая полоса восприимчивости и ограниченные возможности ее перестройки.

Уже в первых работах [7, 10—13] было предсказано, что коэффициент шума молекулярного усилителя должен быть очень близок к 1. В работах [23—26] проведено теоретическое исследование шумов в молекулярном усилителе и показано, что основным принципиально неустраняемым источником шумов при квантовом усилении является спонтанное излучение активных молекул, которое чрезвычайно мало в радиодиапазоне; шумы, вызванные тепловым излучением резонатора, могут быть значительно уменьшены при глубоком его охлаждении.

Первым об измерениях коэффициента шума мазера на пучке аммиака (переход 3—3) сообщил Хелмер в 1957 г. [27]. По его расчетам, которые не учитывали шумы, вызываемые спонтанным излучением, шумфактор оказывался равным  $3,5 \pm 0,1$  дБ, т. е. не превосходил 1,5.

Эксперимент Хелмера был основан на обычном при измерении шумфактора методе с помощью калибровочного шумгенератора по удвоению выходной мощности (фиксировалась величина добавочной шумовой мощности, удваивающая мощность шумов на выходном приборе). Приведенная в работе блок-схема измерений отражает ряд необходимых схемных усложнений этого метода, связанных с тем, что молекулярный усилитель обладает очень узкой полосой и малым шумфактором. Измерения шумфактора производились при различных значениях коэффициента усиления мазера. Автор приводит график, отражающий результаты этой зависимости (см. [27, стр. 902]), которая сводится к следующему. При усилении мазера от 18 до 30 дБ измеренная величина шумфактора составляла 3,5 дБ с разбросом  $\pm 0,5$  дБ, вместе с тем при малом усилении шумфактор возрастал, и его величина приближалась к 6 дБ.

В работе отмечается, что в случае идеального вакуума шумфактор за счет спонтанного излучения должен возрасти всего на 0,04 дБ. Однако в реальных условиях эксперимента остаточное давление газа в резонаторе могло ощутимо увеличить шум молекулярного усилителя. Так, при давлении остаточного газа  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. и интенсивности пучка  $10^{14}$  молекул в 1 сек увеличение шумфактора за счет спонтанного излучения может составить 0,7 дБ, что находится в пределах разбросов показаний регистрирующего выходного прибора.

Итак, измеренное Хелмером среднее значение шумфактора молекулярного усилителя на аммиаке хорошо согласуется с его расчетным значением и показывает, что шумфактор лазера действительно близок к 1, так как полученная величина 3,5 дБ соответствует лишь тепловым шумам при той температуре, при которой работает прибор. Отметим, что шум спонтанного излучения (ввиду относительно большой величины теплового шума) обнаружить трудно.

Основное значение рассматриваемой работы — в экспериментальном доказательстве возможности получения в молекулярном усилителе коэффициента шума, близкого к 1, т. е. в возможности создания в этом смысле практически идеального (малошумящего) усилителя, основанного на принципе индуцированного излучения.

Следует остановиться еще на одной работе, выполненной в том же 1957 г. Олсопом, Джордмейном, Таунсом и Вангом [28] с целью измерения шумфактора усилителя на аммиаке. Авторы прельщаются возможностью создания высокочувствительного усилителя, и свою статью они начинают так: «Один из принципиальных источников интереса к мазерному усилению заключается в предположении, основанном на теоретическом рассмотрении, что этот вид усиления почти свободен от шумов, и мазерные усилители могут быть более чувствительными, нежели обычные усилители микроволнового диапазона. Ожидается, например, что аммиачный пучковый мазер может иметь предельную шумовую температуру около 1° К при условии, что его резонатор и соединяющие волноводы достаточно охлаждены и правильно сконструированы...» [28, стр. 1450].

В их измерениях коэффициент шума также определялся при помощи шумгенератора по удвоению выходной мощности. Молекулярный усилитель работал в сверхрегенеративном режиме, что существенно упростило блок-схему экспериментальной установки при некотором изменении конструкции резонатора, позволявшем периодически осуществлять срыв колебаний.

Производились измерения шумфактора для различных случаев отношения потерь в отверстии связи к потерям в резонаторе, т. е. для различных значений отношения  $Q_1/Q_0$ , где  $Q_1$  — внешняя добротность связи, изменявшаяся с помощью различных диафрагм связи (напомним, что отражательный резонатор, с которым экспериментировали авторы статьи, имеет единственное отверстие связи), а  $Q_0$  — добротность ненагруженного резонатора.

При комнатной температуре резонатора и волноводных линий получены следующие значения шумфактора  $F$ :

$Q_1/Q_0$	$F_{\text{эксп. дБ}}$	$F_{\text{вычисл. дБ}}$
2,65	6,6	5,6
1,15	2,8	3,3
0,61	2,3	2,1

В случае  $Q_1/Q_0 = 0,6$ , но при погружении резонатора и волноводной линии в жидкий азот (110° К) коэффициент шума равнялся 2 дБ,

что соответствует тепловым шумам при  $187^{\circ}\text{K}$ . Таким образом, измеренные шумы молекулярного усилителя состоят практически лишь из чисто тепловых шумов, соответствующих температуре прибора.

В конце статьи авторы заключают: «Точность, которую можно получить в результате всех этих измерений, составляет 0,5 дБ, что дает для избыточного шума верхний предел, соответствующий шумовой температуре около  $30^{\circ}\text{K}$ . Это незначительная величина шума, и она доказывает, что лазерные усилители могут быть очень чувствительными, но это все же приблизительно в 25 раз превышает предел, определяемый спонтанным излучением» [28, стр. 1451].

Таким образом, серия экспериментов, выполненных Олсопом, Джордмейном, Таунсом и Вангом, так же как и измерения Хелмера, подтвердили возможность создания высокочувствительных усилителей на пучке молекул аммиака, коэффициент шума которых действительно оказался очень близким к 1.

Вместе с тем было очевидно, что усилители с газообразным активным веществом обладают рядом существенных недостатков, главными из которых являются: очень узкая полоса пропускания, невозможность перестройки резонансной частоты в достаточно широких пределах, малый динамический диапазон, связанный с быстрой насыщаемостью, что позволяет усиливать лишь ничтожные мощности. Поэтому параллельно с работами над молекулярным генератором уже в 1956—1957 гг. делались попытки создания квантовых усилителей с твердым активным веществом, истории возникновения которых посвящена следующая глава.

## Выводы

1. К 1954 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева (СССР), параллельно и независимо в Колумбийском университете (США) были решены основные задачи, необходимые для создания молекулярного генератора: отработан эффективный метод получения среды с инверсной населенностью — метод сортировки и одновременной фокусировки молекул, выбрано активное вещество — пучок молекул аммиака, установлена решающая роль когерентности индуцированного излучения большого числа квантовых частиц, выяснена роль объемного резонатора в осуществлении автоколебательной системы.

2. Первое сообщение о действующем молекулярном генераторе на аммиаке опубликовано в 1954 г. Гордоном, Цайгером и Таунсом (Колумбийский университет).

3. Строгая теория стационарных процессов в молекулярных генераторах впервые разработана Басовым и Прохоровым (Физический институт им. П. Н. Лебедева в г. Москве).

4. Благодаря очень высокой стабильности частоты молекулярный генератор сразу нашел широкое применение как спектроскоп с высокой разрешающей силой, а также в качестве стандарта частоты.

5. Теоретические и экспериментальные исследования молекулярного усилителя показали, что он обладает коэффициентом шума, близким к 1.

## КВАНТОВЫЕ ПАРАМАГНИТНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Создание первого прибора квантовой электроники — молекулярного генератора — показало, что при взаимодействии электромагнитного поля излучения с определенным образом подготовленным веществом (инверсная населенность уровней) можно получить как генерацию высокостабильных когерентных колебаний, так и когерентное усиление этого поля с очень низким уровнем собственных шумов.

Молекулярный генератор нашел главное применение в качестве стандарта частоты. Однако как усилитель он используется весьма ограниченно (например, с целью усиления слабых сигналов молекулярного генератора той же частоты). Основными недостатками молекулярного усилителя являются: слишком узкая полоса восприимчивости, фиксированные частоты настройки и, главное, быстрая насыщаемость, т. е. незначительная усиливаемая мощность сигнала.

Квантовые парамагнитные усилители, которые лишены указанных недостатков и вместе с тем обладают предельно низким уровнем собственных шумов, составляют второе большое самостоятельное направление, по которому пошло развитие квантовой электроники. Собственные шумы парамагнитных усилителей, работающих в сантиметровом радиодиапазоне, обусловлены тепловыми шумами, и их эффективная температура обычно не превышает нескольких градусов Кельвина. (Напомним, что собственные шумы обычных усилителей того же диапазона длин волн эквивалентны шумовой температуре в  $300^{\circ}$  К.)

Применение квантовых парамагнитных усилителей позволило создать высокочувствительные радиоприемные устройства, способные решить проблему приема слабых сигналов, в частности, при исследовании космического пространства, что открыло новые возможности для целого ряда областей науки и техники (радиолокация планет, радиоастрономия, сверхдальние радиосвязь и радионавигация).

Квантовые парамагнитные усилители основаны на том же принципе использования индуцированного излучения инвертированных квантовых систем, что и рассмотренные подробно в предыдущей

главе молекулярные генераторы, и отличаются главным образом выбором рабочего вещества и методом создания в нем инверсной населенности. В связи с этим при исследовании истории создания квантовых парамагнитных усилителей наибольший интерес представляет рассмотрение таких вопросов, как предложения об использовании электронного парамагнитного резонанса, трехуровневого метода создания инверсной населенности уровней, наиболее подходящего рабочего вещества, а также фундаментальные работы, посвященные теоретическому и экспериментальному исследованиям первых образцов. Описание различных вариантов конструкции прибора выходит за рамки настоящей работы.

## § 1. Предложения по использованию электронного парамагнитного резонанса. Двухуровневый усилитель

Подобно тому, как базой работ по созданию молекулярного генератора на аммиаке была газовая радиоспектроскопия, базой работ над созданием квантовых парамагнитных усилителей явился электронный парамагнитный резонанс в кристаллах. Потому представляется целесообразным сказать несколько слов о самом явлении.

Электронный парамагнитный резонанс, теоретически предсказанный Я. Г. Дорфманом [1] еще в 1923 г. и открытый экспериментально Е. К. Завойским [2, 3], заключается в резонансном поглощении радиоволн в веществах, содержащих парамагнитные частицы, при наложении внешнего постоянного магнитного поля. Магнитный момент парамагнитных частиц, существующий в отсутствии внешнего поля, обусловлен как орбитальным движением электронов внутренних незаполненных электронных оболочек, так и их спином. Наложение внешнего магнитного поля приводит к квантованному ориентированию магнитного момента парамагнитной частицы (иона) относительно направления внешнего поля; при этом каждой разрешенной ориентации магнитного момента соответствует определенный энергетический уровень. Иными словами, в результате взаимодействия постоянного магнитного поля с магнитным моментом парамагнитного иона снимается вырождение уровней, происходит так называемое зеемановское расщепление. Разность энергий зеемановских, или парамагнитных, уровней зависит от напряженности и направления внешнего магнитного поля, а также от внутреннего поля кристаллической решетки. В применяемых обычно магнитных полях порядка нескольких тысяч эрстед зеемановские уровни отстоят друг от друга примерно на  $10^{-5}$  эв, что соответствует частотам переходов в несколько тысяч мегагерц (диапазон СВЧ). Если такое вещество подвергнуть облучению переменным магнитным полем резонансной частоты, направленным перпендикулярно постоянному магнитному полю, то произойдут вынужденные, или индуцированные, переходы между зеемановскими уровнями.

нями. При этом в зависимости от относительной населенности уровней возможно либо индуцированное поглощение, либо индуцированное излучение.

В процессе исследования электронного парамагнитного резонанса изучается индуцированное резонансное поглощение энергии высокочастотного поля, происходящее в результате переходов между термодинамически равновесными уровнями.

В квантовых парамагнитных усилителях используется индуцированное резонансное излучение, возникающее при обратных переходах (с уровней большей энергии на более низкий уровень) между теми же энергетическими уровнями молекул. При этом индуцированное излучение будет преобладать над резонансным поглощением, если каким-либо способом осуществить инверсию населенностей, т. е. получить термодинамически неравновесное вещество. Применение электронного парамагнитного резонанса в таком обращенном виде позволило создать квантовые усилители, свободные от недостатков молекулярных усилителей, упомянутых выше. Так, чрезмерная узкополосность молекулярного усилителя (полоса пропускания порядка 10 кГц) обусловлена узостью спектральной линии, излучаемой пучком невзаимодействующих молекул.

В жидкостях и твердых телах, в которых имеет место относительно сильное взаимодействие молекул между собой, создаются условия для расширения спектральной линии. Вследствие этого парамагнитные усилители обладают более широкой полосой пропускания, достигающей десятка мегагерц, что очень важно при усилении быстро меняющихся сигналов. (Происходящее одновременно снижение стабильности не имеет принципиального значения для усилительной аппаратуры.) Кроме того, большое число активных частиц парамагнитного вещества позволяет получить сравнительно большой коэффициент усиления, а перестройка частоты настройки усилителя легко осуществляется как изменением величины постоянного магнитного поля, так и изменением ориентации кристалла относительно этого поля. Наконец, снижение уровня собственных шумов квантовых усилителей до нескольких градусов Кельвина облегчается возможностью охлаждения парамагнитного вещества до очень низких температур. (Как уже отмечалось, вероятность спонтанного излучения в радиодиапазоне исчезающе мала, и уровень собственных шумов в этом диапазоне связан лишь с тепловым движением частиц.) Уже из сказанного ясна роль электронного парамагнитного резонанса в создании квантовых усилителей.

Преимущества жидкостей и твердых тел в качестве рабочего вещества квантовых усилителей предвидел еще в 1953 г. Дж. Вебер [4] при обосновании возможности квантового усиления в термодинамически неравновесных системах вообще. В конце статьи, после расчетных данных возможной мощности усиления при использовании газового пучка, Вебер заключает: «Эти цифры могут очень сильно возрасти, если окажется возможным найти подходящий переход (и время релаксации) в твердом теле или в жидкости» [4, стр. 4].

Уже после создания молекулярного генератора и молекулярного усилителя в ряде работ высказывалась идея получения квантового усиления в твердом веществе с использованием электронного парамагнитного резонанса [5—7]. Авторы этих работ отчетливо представляли себе преимущества такого усилителя по сравнению с молекулярным. В самой первой из указанных работ, принадлежащей Комбриссону, Хоунигу, Таунсу и относящейся к маю 1956 г., говорится: «Работающий на таком принципе мазер обладал бы рядом преимуществ, т. к. давал бы большую мощность и имел бы более широкую полосу пропускания (в режиме усилителя) по сравнению с мазером на аммиаке; в отношении шумов у него были бы по крайней мере такие же хорошие характеристики вследствие возможности работы всего при нескольких градусах Кельвина. Его частоту можно было бы регулировать и не быть привязанным к фиксированной частоте» [5, стр. 2453].

Эти же мысли, с некоторыми уточнениями, высказаны и в работе [6]: «Этот прибор нельзя было бы использовать в качестве стабильного генератора, т. к. частота зависела бы от поля  $H_0$ , однако он был бы очень полезен как усилитель вследствие малого уровня шума, т. к. при  $2^\circ \text{K}$  существовал бы тепловой шум резонатора (шумом, создаваемым волноводами, соединенными с резонатором, и антенной можно пренебречь). Частота такого усилителя регулируется, а ширина его полосы пропускания достигла бы многих мегагерц. Прибор мог бы найти применение в радиоастрономии» [6, стр. 991].

М. Стрэндбергом в статье, поступившей в редакцию в августе 1956 г., проведено сравнение усилителя на аммиаке с предполагаемыми характеристиками усилителя на твердом теле при использовании электронного парамагнитного резонанса. Показано, что в последнем случае при полосе пропускания, равной  $10 \text{ Мгц}$ , может быть обеспечено усиление порядка  $100 \text{ дб}$  при эффективной температуре шумов  $1^\circ \text{K}$ . Указано также на легкость перестройки частоты в широких пределах путем изменения постоянного магнитного поля, в то время как в молекулярном генераторе «... диапазон электрической перестройки ограничивается несколькими мегагерцами вокруг частоты  $23\,870 \text{ Мгц}$ » [7, стр. 93].

Если последняя работа носит чисто теоретический характер, то в первых двух наряду с теоретическим рассмотрением весьма подробно описаны попытки создания парамагнитного усилителя [5, 6]. Авторы этих работ, французский физик Комбриссон и приехавшие в Париж из США Таунс и Хоуниг, пытались построить двухуровневый квантовый парамагнитный усилитель. В качестве рабочего вещества был выбран кремний с примесными атомами мышьяка и фосфора в кристаллической решетке. Перевод спинов в возбужденное состояние, т. е. создание инверсии населенностей, осуществлялся методом «быстрого адиабатического прохождения». Система подвергается воздействию сильного высокочастотного поля постоянной амплитуды, но меняющейся частоты, последняя начи-

нает постепенно меняться от значения, далекого от частоты спинового перехода, проходит через нее и снова удаляется от резонанса в другую сторону; при соблюдении определенных условий произойдет инверсия населенностей двух спиновых уровней, которая продержится до тех пор, пока спин-решетчатая релаксация не восстановит снова больцмановское распределение населенностей.) В возбужденное состояние удалось перевести 90% всех спинов кристалла с удельным сопротивлением  $0,16 \text{ ом} \cdot \text{см}$  ( $0,6 \cdot 10^{17}$  парамагнитных ионов в  $\text{см}^3$  кристалла) и 70% спинов кристалла с удельным сопротивлением  $0,24 \text{ ом} \cdot \text{см}$  ( $0,3 \cdot 10^{17}$  парамагнитных ионов в  $\text{см}^3$ ).

В обеих работах, очевидно, описываются одни и те же эксперименты, однако во второй приведена блок-схема, из которой видно, что источником излучения служил клистрон; образец, расположенный в резонаторе, опускался в сосуд Дьюара с жидким гелием, который помещался между полюсами электромагнита. Эксперимент проводился при следующих условиях: образцы толщиной в 1 мм помещались в охлаждаемый до  $2^\circ \text{ К}$  прямоугольный резонатор, настроенный на частоту  $9000 \text{ МГц}$ , имевший объем  $4,4 \text{ см}^3$  и ненагруженную добротность 10 000.

При указанных условиях и использовавшимися кристаллами (концентрация парамагнитных ионов  $N$  порядка  $10^{17}$  со временем спин-решетчатой релаксации  $T_1$  от 5 до 30 сек при температуре жидкого гелия) колебаний получить не удалось: При этом авторы отмечают, что наблюдалось расширение резонансной линии до  $4 \text{ МГц}$  вследствие сверхтонкого взаимодействия парамагнитных частиц фосфора с загрязнявшим кристалл изотопом кремния с атомным весом 29 ( $\text{Si}^{29}$ ) и что «чистый  $\text{Si}^{28}$  даст гораздо более узкие линии и, следовательно, будет уменьшено необходимое число  $N$ » [5, стр. 2453]. Известно, что мощность, излучаемая возбужденными парамагнитными ионами данной концентрации  $N$ , обратно пропорциональна ширине линии (соответствующая формула приведена в обеих работах [5, 6]). В проведенных экспериментах ( $\Delta f = 4 \text{ МГц}$ ) концентрация парамагнитных примесей  $N$  оказалась недостаточной для возникновения режима генерации. Отметим, что авторы ожидали получить спонтанное квантовое излучение, возникающее при переворачивании возбужденной электронной спиновой системы парамагнитных примесей.

Такое излучение впервые удалось наблюдать Г. Фехеру, Дж. Гордону, Е. Буклеру, Е. Герэ и Ч. Турмонду [8] путем более тщательной постановки описанного эксперимента Комбриссона, Хоунига и Таунса. Расширение энергетических уровней удалось избежать путем использования изотопически чистого ( $99,88 \pm 0,08\%$ ) кремния с атомным весом 28 ( $\text{Si}^{28}$ ). Устранение изотопа  $\text{Si}^{29}$  обеспечило очень узкую резонансную линию, и концентрация парамагнитных ионов фосфора, равная  $4 \cdot 10^{16}$  в  $\text{см}^3$  (объем кристалла  $0,3 \text{ см}^3$ ), оказалась достаточной для возникновения колебаний на частоте  $9000 \text{ МГц}$  (излученная мощность превзошла мощность потерь в резонаторе).

В эксперименте Фехера и др. резонатор с образцом охлаждался до температуры  $1,2^\circ \text{K}$ . При этом время спин-решетчатой релаксации составляло 1 мин, а ненагруженная добротность резонатора достигала 20 000. В работе приведены осциллограммы с записью наблюдавшихся импульсов генерации, из которых, в частности, следует, что величина импульса, соответствовавшая мощности излучения  $1,9 \cdot 10^{-6} \text{ вт}$ , через 30 мксек уменьшалась до одной десятой максимального значения, а через 50 мксек затухала до нуля.

Несмотря на то, что рассматриваемая работа [8] вышла позднее ряда фундаментальных работ с трехуровневыми квантовыми усилителями и генераторами, способными работать в непрерывном режиме [11, 12], эта работа представляет определенный исторический интерес, так как она завершает цикл экспериментальных работ по исследованию двухуровневого квантового генератора на твердом теле с применением, что для нас особенно важно, электронного парамагнитного резонанса.

В работе П. Честера, П. Вагнера и Дж. Кастла [9] был также применен метод адиабатически быстрого прохождения; получена генерация на частоте 9000 МГц в системе, имевшей два электронных спиновых уровня (в качестве парамагнитного вещества использовались монокристаллы окиси магния с  $N \approx 10^{18}$  и кварца с  $N \approx 10^{17}$ ). Пиковая мощность импульса колебаний в резонаторе с нагруженной добротностью  $Q = 6000$  при температуре  $4,2^\circ \text{K}$  достигала  $12 \cdot 10^{-3} \text{ вт}$  при длительности колебательного процесса около 30 мксек. Эта работа интересна еще и тем, что авторами по существу впервые исследовался также и режим квантового усилителя. (Хотя, как мы видели еще на примере молекулярного генератора, если удастся достигнуть режима генерации, усиление заведомо возможно.)

Честер и др. в [9] получили в случае кристалла кварца коэффициент усиления со значениями от 8 до 21 дБ. Система оставалась в состоянии с инверсной населенностью в течение  $2 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ ; при этом эффект наблюдался в течение  $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$  со все уменьшающимся коэффициентом усиления. В кристалле окиси магния излучательная способность сохранялась в течение  $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$  после инверсии, а коэффициент усиления по прошествии  $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$  падал с 20 (в максимуме) до 3 дБ. В их экспериментах усиленная мощность из отражательного резонатора поступала на стабилизируемый по частоте супергетеродинный приемник. Это был первый двухуровневый квантовый усилитель, способный, однако, работать лишь в импульсном режиме. Существенным недостатком двухуровневых систем является тот факт, что в них с необходимостью чередуются процесс создания инверсии и режим усиления, так как оба происходят на одной и той же частоте.

Возможен и иной метод создания инверсии в двухуровневой системе, заключающийся в воздействии на парамагнитную систему мощного электромагнитного излучения, частота которого совпадает с частотой используемого перехода. Ясно, что и с помощью этого ме-

тогда в двухуровневой системе может быть получен только импульсный режим усиления. При этом и здесь оказывается, что продолжительность режима усиления составляет малую долю полного цикла процесса создания инверсной населенности.

Двухуровневые усилители, на которых впервые был предложен и применен электронный парамагнитный резонанс, не нашли широкого применения вследствие сложности и неэкономичности процесса создания инверсии, а также принципиального непостоянства коэффициента усиления во времени. Вместе с тем психологически вполне оправданы попытки создания именно двухуровневого усилителя. Здесь несомненно влияние молекулярного генератора на аммиаке, лишь недавно успешно запущенного при использовании только двух энергетических уровней.

## § 2. Метод трех уровней.

### Создание непрерывно действующего усилителя

Для большинства применений необходим непрерывный режим усиления. Наиболее эффективным и удобным для квантового усиления оказался метод получения инверсии населенностей в системе с тремя уровнями энергии — трехуровневый метод, или метод вспомогательного высокочастотного поля, который был впервые предложен Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым [10] еще в период создания ими молекулярного генератора и усилителя (статья поступила в редакцию 1 ноября 1954 г.).

Суть метода лучше всего уяснить, процитировав самих авторов. Упомянув о предложенном ими ранее способе получения активных молекул сортировки молекулярного пучка по энергетическим уровням путем отклонения в электрических и магнитных неоднородных полях, авторы продолжают: «Имеется еще другой путь получения активных молекул, а именно, предварительное облучение молекулярного пучка вспомогательным высокочастотным полем, вызывающим резонансные переходы между различными уровнями молекул. На рисунке 1 (см. рис. IV. 1, а — И. Д.) указаны возможные варианты использования вспомогательного излучения частоты  $\nu_{всп}$  для обогащения верхнего уровня в целях получения режима самовозбуждения на частоте  $\nu_r$ . В случае, изображенном на рис. 1, активные молекулы на первом уровне получают за счет переброса высокочастотным полем молекул с третьего уровня. Если высокочастотное поле обладает достаточной мощностью, так что достигается эффект насыщения, то число активных молекул равно:

$$\frac{1}{2}(N_3 - N_1) + N_1 - N_2, \quad (IV.1)$$

где  $N_i$  — число молекул на  $i$ -м уровне.

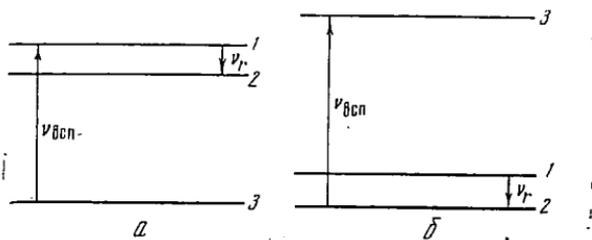
Число активных молекул на первом уровне увеличивается с увеличением разности энергий между первым и третьим уровнями по отношению к разности энергии между первым и вторым уровнями.

ми. При этом следует учитывать, что число молекул на уровнях при термодинамическом равновесии определяется фактором Больцмана

$$N_i \sim e^{-E_i/kT}, \quad (IV.2)$$

где  $E_i$  — энергия  $i$ -го уровня;  $T$  — абсолютная температура молекул пучка.

Те же рассуждения справедливы для случая, изображенного на рисунке 2 (рис. IV, 1, б.— И. Д.), только вместо увеличения числа



IV.1. Трехуровневая схема (рисунок взят из работы [10])

молекул на первом уровне здесь происходит уменьшение числа молекул на втором уровне. Число активных молекул в этом случае равно

$$\frac{1}{2}(N_2 - N_3) + N_1 - N_2. \quad (IV.3)$$

Как видим, в работе показано, каким образом с помощью облучения вспомогательным высокочастотным полем можно осуществить инверсию населенностей между двумя пригодными для генерации или усиления уровнями в квантовой системе, имеющей не менее трех энергетических уровней.

Впоследствии, после неудачных попыток обнаружения эффекта квантового усиления и генерации в твердом веществе при использовании двухуровневой системы в 1955—1956 гг. [5, 6], Н. Бломберген в конце 1956 г. предложил новый подход к решению этой проблемы, показав, что трехуровневый метод создания инверсной населенности может быть сравнительно легко применен к диамагнитным кристаллам, содержащим малые концентрации парамагнитных ионов и что на таком принципе может быть создан квантовый усилитель непрерывного действия [11].

Рассмотрим основные результаты и рекомендации, к которым пришел Бломберген.

Начало работы посвящено теории трехуровневого метода, позволившей выявить основные свойства трехуровневой системы. Бломберген рассматривает систему неэквидистантных энергетических спиновых уровней  $E_3 > E_2 > E_1$  (для определенности их три),

между которыми возможны квантовые переходы

$$h\nu_{31} = E_3 - E_1, \quad h\nu_{32} = E_3 - E_2, \quad h\nu_{21} = E_2 - E_1, \quad (IV.4)$$

и вводит два вида вероятностей переходов между указанными уровнями:  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{13}$ ,  $\omega_{23}$  — вероятности переходов, вызванных тепловыми колебаниями решетки, т. е. соответствующие обратным значениям времен спин-решетчатой релаксации, и вероятности  $W_{31}$  и  $W_{32}$  переходов, вызванных воздействием высокочастотных полей (первая — сильным насыщающим полем  $H(\nu_{31})$  частоты  $\nu_{31}$  и вторая — относительно слабым полем сигнала частоты  $\nu_{32}$ ).

Автор записывает систему дифференциальных уравнений относительно населенностей  $n_3$ ,  $n_2$  и  $n_1$  рассматриваемых уровней при воздействии сильного поля частоты  $\nu_{31}$  и слабого частоты  $\nu_{32}$ . При условии насыщения уровней  $E_3$  и  $E_1$  ( $W_{31}$  значительно превосходит как  $W_{32}$ , так и все вероятности  $\omega$  (безызлучательных переходов) с учетом сохранения общего числа частиц ( $n_1 + n_2 + n_3 = N$ ) в работе получено следующее решение этой системы уравнений для разности населенностей уровней:

$$n_1 - n_2 = n_3 - n_2 = \frac{1}{3} \cdot \frac{hN}{kT} \cdot \frac{-\omega_{23}\nu_{32} + \omega_{21}\nu_{21}}{\omega_{23} + \omega_{12} + W_{32}}. \quad (IV.5)$$

Из приведенного выражения Бломберген делает вывод: «Эта разность населенностей будет положительной, что соответствует отрицательной абсорбции, или индуцированному излучению, на частоте  $\nu_{32}$ , если

$$\omega_{21}\nu_{21} > \omega_{32}\nu_{32}. \quad (IV.6)$$

Если выполняется обратное неравенство, то индуцированное излучение будет происходить на частоте  $\nu_{21}$ » [11, стр. 325].

Далее приводится выражение для мощности, излученной парамагнитным образцом

$$P_{\text{magn}} = \frac{Nh^2\nu_{32}}{3kT} \cdot \frac{(\omega_{21}\nu_{21} - \omega_{32}\nu_{32}) W_{32}}{\omega_{23} + \omega_{12} + W_{32}}. \quad (IV.7)$$

Если парамагнитный кристалл помещен в резонатор с ненагруженной добротностью  $Q_0$ , то возможен режим самовозбуждения (генерация) на частотах  $\nu_{32}$  или  $\nu_{21}$  (в зависимости от того, положительна или отрицательна разность  $\omega_{21}\nu_{21} - \omega_{32}\nu_{32}$ ) при условии, что излученная мощность превышает потери в резонаторе. Если же последнее условие не выполняется, то будет происходить непрерывное усиление мощности подводимого к резонатору сигнала, частота которого должна совпадать с частотой перехода инвертированных уровней ( $\nu_{32}$  или  $\nu_{21}$ ).

Анализируя выражение для мощности излучения, Бломберген дает ряд рекомендаций, касающихся выбора кристалла с оптимальными характеристиками: наличие подходящих уровней энергии, неравенство нулю матричных элементов оператора магнитного момента соответствующих переходов, выгодное соотношение между

вероятностями  $\omega_{21}$  и  $\omega_{32}$  и т. д. В частности, для усиления на частоте  $\nu_{32}$  следует выбирать кристалл с  $\omega_{21} > \omega_{32}$  и  $\nu_{32} < \nu_{21}$ , т. е. инверсия населенностей образуется на переходе с большим временем спин-решетчатой релаксации и с меньшей частотой перехода. Подбирая «...величину внешнего постоянного магнитного поля, можно подрегулировать частоты  $\nu_{32}$  и  $\nu_{21}$  и величины вероятностей  $\omega$ . Желательно (хотя это и не абсолютно необходимо) работать при температуре жидкого гелия. Это дает возможность получить относительно большие времена релаксации ( $10^{-2}$  —  $10^{-4}$  сек), а значит, позволит уменьшить мощность, необходимую для насыщения» [11, стр. 326].

В качестве рабочего вещества Бломберген предлагает использовать монокристаллы фторосиликата никеля и этилсульфата гадолиния, мотивируя свой выбор тем, что в этих кристаллах все парамагнитные ионы находятся в одинаковом внутрискристаллическом поле и в них отсутствует сверхтонкое ядерное расщепление (ядра выбранных парамагнитных ионов не имеют собственного магнитного момента). Благодаря указанным свойствам в рекомендованных кристаллах общее число переходов не слишком велико, тем самым не обедняется населенность выбранных для работы уровней, что в свою очередь облегчает создание большей инверсной разности населенностей, т. е. увеличивает усиление.

С целью ослабления взаимодействия парамагнитных частиц друг с другом Бломберген предлагает использовать следующую концентрацию парамагнитных ионов в диамагнитном кристалле: 5% никеля во фторосиликате никеля (5% Ni 95%  $\text{ZnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ) и 1% гадолиния в этилсульфате гадолиния (1% Gd 99%  $\text{La}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ ). «Использование магниторазведенных солей уменьшает ширину линии, повышает величину  $T_2$  (время спин-спиновой релаксации, находящееся в прямо пропорциональной зависимости от  $W_{32}$ ) и отделяет резонансные переходы» [11, стр. 326]. Как показали исследования последующих лет, оптимальное разведение, или концентрация, парамагнитных ионов в диамагнитных кристаллах находится в пределах от 0,01 до 0,3%.

Произведенный в работе теоретический расчет квантового усилителя на предложенных монокристаллах показал, что при  $T = 2^\circ\text{K}$  и  $Q_0 = 10^4$  (коаксиальный металлический резонатор с объемом в  $60 \text{ см}^3$ , резонирующий на основной частоте  $\nu_{32} = 1,42 \cdot 10^9 \text{ гц}$  и на обертоне  $\nu_{31} \approx 10^{10} \text{ гц}$ ) для достижения режима усиления необходимо, чтобы концентрация парамагнитных ионов в образцах была следующей:  $N > 3 \cdot 10^{18}$  для фторосиликата никеля и  $N > 3 \cdot 10^{17}$  для этилсульфата гадолиния ( $N > 10^{17}$  — для дейтерированной соли).

Автор весьма подробно анализирует работу такого усилителя, в частности, рассматривает факторы, определяющие его полосу пропускания, а также обсуждает некоторые детали конструкции.

В заключительной части работы отмечается, что квантовый парамагнитный усилитель должен обладать очень низким уров-

нем собственных шумов, величина которого оценивается следующим образом: «Источники шума обусловлены потерями в станках резонатора, находящегося при температуре  $2^{\circ}\text{K}$ , и парамагнитным спиновым поглощением, которое характеризуется эффективной спиновой температурой, связанной с распределением населенности спинов. Абсолютное значение этой эффективной температуры достигает величины порядка  $1^{\circ}\text{K}$ » [11, стр. 327].

И, наконец, делается вывод: «Можно сделать заключение, что создание непрерывно действующего маломощного микроволнового усилителя при помощи насыщения спиновых уровней, соответствующих более высокой частоте, явилось бы многообещающим. Прибор должен быть особенно удобен при обнаружении слабых сигналов на сравнительно длинных волнах, например, на волне 21 см, принадлежащей излучению межзвездного водорода. Он может быть также использован в качестве микроволнового преобразователя частоты, управляемого мощностью порядка милливатта» [11, стр. 327].

Итак, в рассмотренной работе Бломберген обосновал возможность создания нового типа квантового усилителя на твердом веществе, способного работать в непрерывном режиме благодаря удачной идее сочетания трехуровневого метода создания инверсии с использованием электронного парамагнитного резонанса.

Ради полноты картины развития трехуровневого метода, пожалуй, следует указать, что после работы Бломбергена, проведенного по существу полуклассический анализ метода, появились работы с более строгим квантовомеханическим рассмотрением задачи, выявивших ряд специфических эффектов при различных применениях метода ([12—17] и др.).

Перейдем теперь к экспериментальным работам по созданию непрерывно действующего парамагнитного усилителя. Естественно, первые попытки конструирования такого усилителя были предприняты с кристаллами, рекомендованными Бломбергенем [11]. Дж. Артман [18] сообщил, что не смог получить насыщения в кристалле фторосиликата никеля и поэтому отказался от него. Хотя, на первый взгляд, никель представляется весьма подходящим парамагнетиком (Бломберген в [11] указывал, что его спин равен 1, вследствие чего существуют только три энергетических уровня, т. е. ненужные уровни отсутствуют), однако кристаллу с никелем присуще значительное спин-орбитальное взаимодействие, т. е. очень короткое время релаксации; последнее, как известно, приводит к необходимости применения мощной накачки.

Второе вещество, рекомендованное Бломбергенем,—этилсульфат гадолиния — оказалось более удачным. Уже через несколько месяцев после выхода в свет работы Бломбергена стало известно, что предложенный им мазер успешно запущен на кристалле этилсульфата гадолиния Х. Сковилом, Г. Фехером и Х. Зайдемом [19] в лаборатории «Белл телефон». (Статья поступила в редакцию в начале декабря 1956 г.)

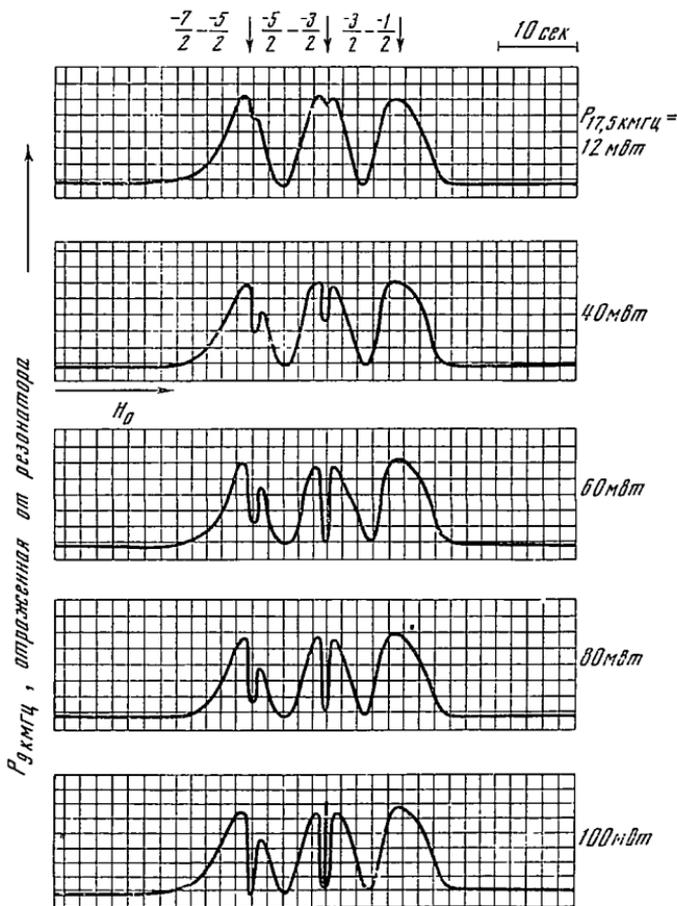
В качестве рабочего вещества использовался кристалл этилсульфата лантана  $\text{La}(\text{C}_2\text{H}_5\text{SO}_4)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ , в котором, как и предполагалось в [11], часть ионов лантана (диэлектрик) была заменена ионами гадолиния (парамагнетик). В данном случае разведение составляло 0,5%  $\text{Cd}^{3+}$ . В разведенном этилсульфате гадолиния, к тому времени детально изученном методами парамагнитного резонанса [20—22], проекция полного спина  $\text{Cd}^{3+}$  на направление постоянного магнитного поля может принимать восемь квантованных ориентаций (от  $-7/2$  до  $+7/2$ ), т. е. существует восемь спиновых уровней. (Основное состояние спина иона  $\text{Gd}^{3+}$  имеет восьмикратное спиновое вырождение.) Авторы отмечают последнее обстоятельство как преимущество в смысле возможностей выбора рабочих переходов. Однако наличие восьми уровней при использовании лишь трех из них, как выяснилось позднее, является нежелательным свойством кристалла, так как неиспользуемые пять уровней приводят к уменьшению инверсной разности населенностей на рабочем переходе. Этилсульфат гадолиния имеет еще ряд серьезных недостатков, вследствие чего, как мы увидим ниже, не нашел широкого применения в парамагнитных усилителях и был заменен рубином.

В рассматриваемой работе насыщение осуществлялось на переходе  $(-5/2) \rightarrow (-1/2)$ , а инверсия — на переходе  $(-5/2) \rightarrow (-3/2)$ , что при величине постоянного поля в 2850 э и определенной его ориентации соответствовало частоте вспомогательного высокочастотного поля 17 520 МГц и усиливаемой (или генерируемой) частоте 9000 МГц. Для того чтобы эти переходы были разрешены, необходимо постоянное магнитное поле ориентировать, в первом случае ( $\Delta S_2 = \pm 2$  — в обозначениях авторов статьи) параллельно вспомогательному высокочастотному полю, а во втором ( $\Delta S_1 = \pm 1$ ) — перпендикулярно усиливаемому высокочастотному полю. В связи с тем, что в применявшейся конструкции резонатора оба поля параллельны, было принято компромиссное решение — постоянное магнитное поле направлялось под углом  $45^\circ$  к обоим высокочастотным полям.

Как было показано Бломбергом в [11], существуют два пути, облегчающие реализацию инверсной населенности на одном из трех используемых переходов: этот переход должен соответствовать меньшей частоте и обладать большим временем релаксации по сравнению с безызлучательным (выполнение неравенства  $\omega_{21}\nu_{21} < \omega_{32}\nu_{32}$  для усиления на частоте  $\nu_{21}$ ). Сковилл и Фехер [22] нашли удачный метод изменения соотношения времен релаксации между переходами путем добавления в кристалл этилсульфата гадолиния ионов церия, имеющего более короткие времена релаксации, чем гадолиний. Используя это, авторам рассматриваемой работы удалось при добавлении 0,2% церия ( $\text{Ce}^{3+}$ ) к рабочему веществу добиться отношения времен релаксации переходов  $(-5/2) \rightarrow (-3/2)$  и  $(-3/2) \rightarrow (-1/2)$ , равного 10 к 1. Это было весьма важным достижением, так как позволило использовать вспомогательное поле, частота которого была чуть ниже частоты усиливаемого сигнала.

В применявшейся Сквиллом, Фехером и Зайделем конструкции объемный резонатор вместе с находившимся в нем кристаллом (90 мг при коэффициенте заполнения 8%) охлаждался жидким гелием до температуры  $1,2^{\circ}\text{К}$ . При этом нагруженная добротность на частоте 9000 Мгц достигла 8000. Однако вследствие трудностей конструирования объема, который должен резонировать на двух частотах одновременно, эффективная добротность резонатора на частоте 17 520 Мгц из-за возбуждения нежелательных побочных колебаний была значительно ниже ожидавшейся и не превосходила 1000. И все же этого оказалось достаточно для поддержания генерации на частоте 9000 Мгц.

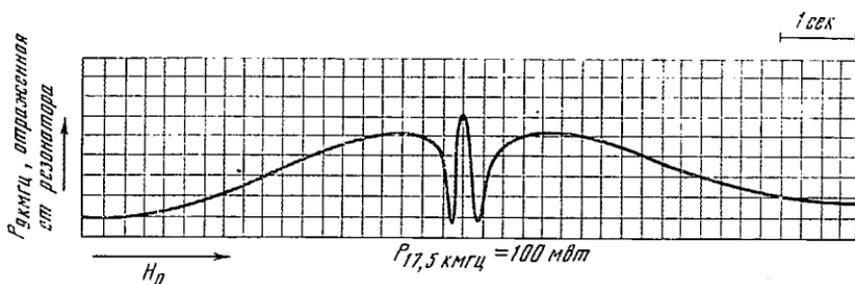
В работе приведены осциллограммы мощности, отраженной от резонатора, при различных значениях мощности вспомогательного высокочастотного поля (поля накачки): 12, 40, 60, 80 и 100 мвт (рис. IV.2). Пока мощность накачки невелика (12 мвт), наблюдает-



IV.2. Превращение линии поглощения в линию индуцированного излучения при увеличении мощности вспомогательного поля накачки (рисунок взят из работы [19])

ся обычный спектр электронного парамагнитного резонанса  $Gd^{3+}$ . По мере возрастания мощности вспомогательного поля (40 мвт) парамагнитное поглощение на частоте 9000 Мгц начинает уменьшаться, и в тот момент, когда достигается насыщение на переходе  $(-3/2) \leftrightarrow (-5/2)$ , кристалл становится практически прозрачным для частоты 9000 Мгц, соответствующей этому переходу (мощность накачки 60 мвт). При дальнейшем увеличении мощности вспомогательного поля (80 мвт) на указанном переходе преобладает индуцированное излучение, и можно было наблюдать усиление подводившегося специально сигнала частоты 9000 Мгц. Наконец, когда мощность накачки достигала 100 мвт, на этой частоте возникла генерация; в этом режиме индуцированное излучение превышало уровень потерь в резонаторе.

В работе приведен также график зависимости генерируемой мощности от величины мощности накачки, из которого следует,



IV.3. Центральный участок нижней кривой рис. IV.2, изображенный в растянутом масштабе времени (рисунок взят из работы [19])

что к.п.д. прибора в режиме генерации был очень мал: максимальный сигнал, полученный на выходе, составлял 18 мквт, когда мощность накачки на выходе достигала 240 мвт. Хотя свойства лазера в режиме усиления исследованы не были, совершенно ясно, что при усилении к.п.д. был бы чрезвычайно мал; вместе с тем существует уверенность, что усиление всегда осуществимо в приборе, в котором получена генерация.

Таким образом, этот первый успешный эксперимент, выполненный Сковилом, Фехером и Зайделем, с неопровержимостью доказал возможность создания непрерывно действующего парамагнитного усилителя при использовании трехуровневой системы.

Однако было очевидно, что этилсульфат гадолиния, использованный в качестве рабочего вещества [22, 23], отнюдь не является оптимальным кристаллом. Поэтому значительная часть последующих работ была направлена на поиск новых более пригодных для этой цели кристаллов.

Вскоре А. Мак-Уортер и Дж. Мейер [24] сообщили, что ими сконструирован парамагнитный усилитель на гексацианокобальте калия, содержащем парамагнитные ионы хрома,  $K_3CrCo(CN)_6$ .

Ион  $\text{Cr}^{3+}$  в данном кристалле под действием постоянного магнитного поля имеет четыре низколежащих спиновых уровня ( $\pm 3/2$ ,  $\pm 1/2$ ), расстояние между которыми зависит не только от величины магнитного поля, но и от ориентации последнего относительно осей кристалла. Авторы исследовали обе зависимости и показали, что изменение ориентации кристалла может служить удобным способом настройки квантового усилителя. В работе было также установлено, что ионы  $\text{Cr}^{3+}$ , заменявшие 0,5% ионов  $\text{Co}^{3+}$  в использованной комплексной соли, обладают при температуре  $1,25^\circ \text{K}$  весьма большим временем спин-решетчатой релаксации (0,2 сек) на используемых переходах.

В конструкции Мак-Уортера и Мейера насыщался переход ( $-1/2$ )  $\rightarrow$  ( $+3/2$ ), а инверсия населенностей создавалась на переходе ( $+3/2$ )  $\rightarrow$  ( $+1/2$ ). Соответственно этому частота вспомогательного высокочастотного поля была 9400 *Мгц*, а усиливаемая 2800 *Мгц*. При этом максимально достигнутый к. п. д. в режиме генерации составлял 0,14%: при 1 *вт* мощности вспомогательного поля авторы получили на выходе мощность 1,4 *мквт*, что примерно в 20 раз превышает результат Сковила, Фехера и Зайделя.

Можно сделать вывод, что разведенный хромоцианид калия, использованный Мак-Уортером и Мейером, в качестве рабочего вещества парамагнитного усилителя обладает рядом преимуществ по сравнению с разведенным этилсульфатом гадолиния: большое время спин-решетчатой релаксации (без использования специальных добавок), возможность перестройки частоты путем изменения ориентации осей кристалла относительно направления магнитного поля, вдвое меньшее число спиновых уровней, сравнительно легкая выращиваемость из раствора. Этот кристалл был использован для парамагнитного усиления в ряде последующих работ [25—27], в частности, на длине волны 21 *см*. Вместе с тем обнаружилась механическая непрочность хромоцианида калия (при резком перепаде температур кристаллы нередко давали трещины).

Разработка квантовых парамагнитных усилителей, пригодных для практического применения, стала реальной после предложения об использовании в них монокристалла рубина (корунд  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с примесью ионов хрома  $\text{Cr}^{3+}$ ).

Первые сообщения о создании парамагнитных усилителей на рубине и их описания были сделаны в 1958 г. одновременно Г. М. Зверевым, Л. С. Корниенко, А. А. Маненковым, А. М. Прохоровым [28] в СССР и Г. Маховым, Ч. Кикучи, Дж. Ламбом, Р. Терьюном [29] в США. С тех пор вплоть до настоящего времени рубин остается основным рабочим веществом квантовых парамагнитных усилителей, а также одним из наиболее эффективных кристаллов в оптических квантовых генераторах (лазерах).

Начиная с 1955 г. в лаборатории колебаний Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР под руководством Прохорова проводился большой объем работ по исследованию электронного парамагнитного резонанса и времени релаксации в различных

кристаллах. Здесь, в частности, впервые было произведено экспериментальное и теоретическое изучение парамагнитного спектра рубина [30—32]. Уже в самых ранних работах этого цикла на частоте 1197 *Мгц* наблюдались четыре линии тонкой структуры спектра  $\text{Cr}^{3+}(\pm 3/2, \pm 1/2)$ , были определены: величина начального расщепления спиновых уровней кристаллов (в отсутствии магнитного поля), оказавшаяся равной  $0,3824 \text{ см}^{-1}$ , и значения  $g$ -фактора ( $g_{\parallel} = 1,9894 \pm 0,0006$ ;  $g_{\perp} = 1,9867 \pm 0,0006$ ), близкие к 2,0; последнее, как правило, свидетельствует о малом спин-орбитальном взаимодействии, т. е. о большом времени релаксации. Спектр парамагнитного резонанса иона  $\text{Cr}^{3+}$  в корунде исследовался также в работах [33—35]; в работе [36] было определено время спин-решетчатой релаксации, которое действительно оказалось большим: даже при температуре жидкого азота оно достигало  $10^{-4} \text{ сек}$ .

Итак, было установлено, что рубин сочетает в себе удобную для работы в сантиметровом и дециметровом диапазонах величину начального расщепления уровней ( $\sim 0,38 \text{ см}^{-1}$ ), наличие четырех низколежащих спиновых уровней, большое время спин-решетчатой релаксации и малые диэлектрические потери. Все это позволило с успехом применить рубин в квантовых парамагнитных усилителях.

В упоминавшейся уже работе [28] для усиления использовались уровни  $-1/2, +1/2$ , а для насыщения при помощи вспомогательного поля частоты  $\sim 15\,000 \text{ Мгц}$  — уровни  $-3/2, +1/2$ . Усиление наблюдалось на частоте  $\sim 3000 \text{ Мгц}$ . В этой работе приведены осциллограммы линий, соответствующих переходу  $-1/2 \leftrightarrow +1/2$  на частоте  $3000 \text{ Мгц}$  в зависимости от уровня мощности вспомогательного излучения. На этих осциллограммах запечатлены последовательные моменты, демонстрирующие эффект превращения линии поглощения в линию испускания при увеличении мощности вспомогательного поля. При температуре около  $2^\circ\text{К}$  система самовозбуждалась и работала как генератор.

В работе [29] использовались те же переходы, но при большей напряженности магнитного поля, усиление происходило на частоте  $\sim 9300 \text{ Мгц}$ , а частота вспомогательного излучения, поступавшая от клистрона мощностью  $120 \text{ мвт}$ , составляла  $24\,000 \text{ Мгц}$ . Эксперимент проводился с кристаллом объемом  $0,2 \text{ см}^3$  при температуре  $4,2^\circ\text{К}$ . Был достигнут коэффициент усиления  $20 \text{ дб}$ . В работе также приведены осциллограммы, демонстрирующие эффект усиления за счет индуцированного излучения в кристалле рубина.

Вскоре поступили новые сообщения о создании парамагнитных усилителей на рубине [37, 38]. В процессе работы оказалось, что кроме перечисленных выше привлекательных свойств, связанных с особенностями энергетического спектра иона  $\text{Cr}^{3+}$ , рубин отличается высокой физико-химической стойкостью, сравнительно легко может быть выращен при различных концентрациях хрома в различного вида формах, что весьма важно для конструктивного выполнения прибора.

Однако выбор кристалла определяется конкретным назначением усилителя (диапазоном, видом принимаемого сигнала, ожидаемыми перегрузками, используемой системой охлаждения и т. д.). В частности, работа в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах требует больших начальных расщеплений, чем те, которыми обладает рубин. Большое время спин-решетчатой релаксации этого кристалла не является оптимальным для некоторых радиолокационных применений, требующих малого времени восстановления после приема мощных сигналов. Эти и ряд других причин стимулировали поиск новых парамагнитных кристаллов для работы в особых условиях.

В качестве одного из таких материалов был предложен сапфир (корунд  $Al_2O_3$  с примесью ионов железа  $Fe^{3+}$ ), обладающий большим начальным расщеплением. Спектр этого кристалла был исследован методом электронного парамагнитного резонанса еще в 1957 г. Корниенко и Прохоровым [39]. Этими же авторами [40] на сапфире был осуществлен усилитель (и генератор) на длине волны  $\sim 3,2$  см (при вспомогательном излучении с длиной волны  $\sim 1,2$  см). Необходимые три уровня возникают вследствие расщепления основного состояния иона  $Fe^{3+}$ , имеющего в корунде эффективный спин  $5/2$ . Для усиления использовался переход  $(-1/2) \rightarrow (-3/2)$ , вспомогательное излучение насыщало переход  $(-5/2) \rightarrow (-1/2)$ . Величина постоянного магнитного поля составляла  $\sim 1200$  э. В описываемой работе усиление и генерация наблюдались при температуре  $1,8^\circ K$ .

К 1966 г. были найдены только три типа кристаллов, перспективных для практического применения в квантовых парамагнитных усилителях: кристаллы корунда ( $Al_2O_3$ ), рутила ( $TiO_2$ ) и вольфраматов ( $MWO_4$ , где  $M = Mg, Zn, Cd$ ) с примесями парамагнитных ионов хрома  $Cr^{3+}$  и железа  $Fe^{3+}$  (см., например [41, стр. 112 и далее]).

### § 3. Коэффициент шума

Уже в первых сообщениях о молекулярном генераторе предсказывалось, что усилитель, основанный на принципе индуцированного излучения, должен обладать очень малым коэффициентом шума, близким к 1. Последующие теоретическое и экспериментальное исследования молекулярных усилителей подтвердили это предположение (см. главу III настоящей работы).

Естественно, что создание квантовых парамагнитных усилителей, основным достоинством которых является чрезвычайно низкий уровень собственных шумов, дало новый толчок работам в этом направлении. Теоретические исследования шумов квантовых систем (молекулярный пучок, парамагнитный кристалл) были выполнены Дж. Витке [42], Б. Паундом [43], Дж. Артманом [18], М. Стрендбергом [44, 45] и др.

В частности, Витке получил выражение для коэффициента шума  $F$  квантового усилителя волноводного типа:

$$F \approx \left(1 + \frac{N_2}{N_2 - N_1} \cdot \frac{h\nu}{P_{N_0}}\right) \left(1 + \frac{\alpha_g}{\alpha - \alpha_g}\right), \quad (\text{IV.8})$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — населенности нижнего и верхнего уровней соответственно;  $\nu$  — частота перехода между этими двумя уровнями;  $P_{N_0}$  — мощность теплового шума;  $\alpha$  — коэффициент квантового усиления;  $\alpha_g$  — коэффициент затухания в волноводе.

Если коэффициент квантового усиления значительно превышает затухание в волноводе, то очевидно, что в квантовом усилителе «... имеется два основных источника шумов: шум, обусловленный самопроизвольным некогерентным излучением возбужденных молекул, и шум, обусловленный тепловым излучением электромагнитной системы. Последний зачастую можно уменьшить путем охлаждения устройства» [42, стр. 309]. Далее Витке продолжает: «Если коэффициент усиления  $\alpha \gg \alpha_g$  и в нижнем состоянии находится немного молекул  $N_1$ , то

$$F \approx 1 + \frac{h\nu}{P_{N_0}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT_0}, \quad (\text{IV.9})$$

что составляет примерно 1,004 (оценка сделана для диапазона сверхвысоких частот и комнатной температуры.— И. Д.) и соответствует коэффициенту шумов, равному 0,02 дб».

Таким образом, в работе [42] показано, что для достижения очень низкого уровня шумов ( $F \rightarrow 1$ ) требуется достаточно большая инверсная населенность ( $N_2 \gg N_1$ ) и необходимо, чтобы усиление значительно превышало поглощение в волноводе ( $\alpha \gg \alpha_g$ ).

Паундом [43] и Артманом [18] развита более строгая теория шумов квантового усилителя. Полученные этими авторами общие выражения для коэффициента шума являются хорошим приближением также для случая миллиметровых волн и температур жидкого гелия.

Стрендбергом в работе [44] выведены общие выражения коэффициента шума квантового усилителя для двух типов его конструкции: а) рабочее вещество расположено в волноводной ячейке (усилитель бегущей волны) и б) рабочее вещество заполняет объемный резонатор (резонаторный усилитель). Эти выражения, которые мы ввиду громоздкости здесь не приводим, позволяют учесть влияние на полный коэффициент шума системы различных ее частей — антенны, линии передачи, секции связи, усилителя, нагрузки, каждая из которых обладает своей эффективной температурой. Автор делает вывод, «... что при достаточном усилении ( $\approx 30$ ) и низкой температуре линии передачи и секции связи можно достигнуть значений коэффициентов шума, близких к единице. Например, если линия передачи находится при температуре  $\sim 300^\circ \text{K}$ , а эффективная температура источника равна  $3^\circ \text{K}$ , то потери в линии от антенны к прием-

нику, составляющие 1%, приведут к удвоению коэффициента шума [44, стр. 619]. Приведенным примером Стрендберг показывает, что для источников с низкой эффективной температурой (например, антенные температуры в радиоастрономии), чтобы не увеличивать полный коэффициент шума системы, потери в линии передачи должны поддерживаться минимальными.

В своей следующей работе [45] Стрендберг получает явное выражение для эффективной температуры парамагнитного усилителя

$$T_x = - \frac{h\nu_{ij}}{k \ln(n_i/n_j)}, \quad (\text{IV.10})$$

где  $i$  и  $j$  — индексы энергетических уровней используемых переходов;  $n_i$  и  $n_j$  — населенности соответствующих переходов.

Особый интерес представляет то обстоятельство, что в этой работе автору удалось выразить населенности, входящие в выражение (IV.10), через плотность кристалла, концентрацию активных ионов, число ионов в молекуле, молекулярный вес кристалла, квантовые числа полного спина  $S$  и проекцию  $m_i$  в нижнем состоянии, время спин-спиновой релаксации, температуру решетки, фактор заполнения, добротность резонатора и коэффициент усиления.

Таким образом, соотношение (IV.10) совместно с общими выражениями для коэффициента шума, полученными автором в работе [44], полностью определяет коэффициент шума рассматриваемых типов усилителя через физически измеримые величины. В качестве примера приведена оценка коэффициента шума парамагнитного усилителя, сконструированного Сковиллом, Фехером и Зайделем, для предельного случая — большое усиление и отсутствие потерь в линии передачи. При этом величина коэффициента шума составила 1,2 дб.<sup>1</sup>

Таким образом, Стрендберг в [44, 45] провел весьма глубокое теоретическое рассмотрение шумов квантового парамагнитного усилителя, в результате которого получены формулы, пригодные для практических расчетов.

Дж. Вебер в [46] также анализирует шумы квантового парамагнитного усилителя. Особенностью этой работы является вычисление коэффициента шума усилителя, в котором применяется трехуровневый метод создания инверсной населенности. Автор считает, что вклад третьего уровня в отношении шумов требует особого рассмотрения, поскольку эффективная температура крайних уровней  $T_{13}$  во время работы усилителя очень велика, в то время как коэффициент поглощения на частоте рабочего перехода относительно мал. Следуя в своих рассуждениях за Стрендбергом [44], Вебер получает, что поправка, вносимая третьим уровнем в коэффициент шума двухуровневого усилителя в случае достаточно большого усиления

<sup>1</sup> Коэффициент шума в децибелах равен  $10 \lg F$ .

и малых потерь, имеет порядок  $10^{-3}$  как для волноводного, так и для резонаторного типов конструкций парамагнитного усилителя. Таким образом, Вебер обосновал, что необходимое для работы трехуровневого усилителя насыщение по одному из переходов практически не влияет на коэффициент шума квантового усилителя.

Теоретический анализ шумов, проведенный в [18, 42—46] и других работах, показал, что основным источником шумов в квантовом усилителе являются процессы спонтанного происхождения: некогерентное излучение стенок прибора, зависящее от его температуры, и спонтанное излучение спиновой системы.

Экспериментальные измерения величины шумов квантовых усилителей сопряжены со значительными трудностями, так как при чрезвычайно низком уровне шумов самого квантового усилителя остальные элементы схемы могут внести относительно большую вклад в шумы на выходе и этим затруднить определение собственных шумов квантового усилителя. А. Мак-Уортеру, Дж. Мейеру и П. Страму [47] впервые удалось весьма тщательно измерить эквивалентную шумовую температуру трехуровневого квантового усилителя, конструкция которого была аналогична описанному выше усилителю Мак-Уортера и Мейера [24]. При измерении шумовой температуры усиление прибора составляло 28 дБ, а полоса пропускания была около 60 кГц.

Ниже в общих чертах приводится методика их измерений с целью продемонстрировать прецизионность экспериментов подобного рода, требующих большого экспериментального искусства. Известно, что мощность шумов на выходе квантового усилителя, ко входу которого подключен источник шумов, равна

$$N_p = kB [G(T + T_e) + T_R], \quad (IV.11)$$

где  $B$  — полоса пропускания;  $G$  — коэффициент усиления; а  $T$ ,  $T_e$ ,  $T_R$  — эффективная шумовая температура соответственно источника шумов, квантового усилителя и приемника, следующего за квантовым усилителем. Если попеременно используются два источника шумов с различными эффективными температурами шума  $T_1$  и  $T_2$ , то можно написать для каждого из них

$$(N_p)_1 = kB [G(T_1 + T_e) + T_R], \quad (IV.12)$$

$$(N_p)_2 = kB [G(T_2 + T_e) + T_R]. \quad (IV.13)$$

Несложные алгебраические преобразования формул (IV.12) и (IV.13) дают выражение для  $T_e$  в виде

$$T_e = \frac{T_2 - T_1}{(N_p)_2 / (N_p)_1 - 1} - T_1 - T_R / G. \quad (IV.14)$$

Полученное равенство (IV.14) весьма удобно для определения эффективной температуры квантового усилителя через измеряемые параметры.

Мак-Уортер, Мейер и Страм измеряли мощности шумов на выходе квантового усилителя в следующих двух случаях: при включенной аргоновой разрядной трубке с шумовой температурой на частоте усиления  $T_2$ , равной  $99,5 \pm 1,5^\circ \text{K}$ , и при выключенной разрядной трубке, когда источником шумов служил ферритовый изолятор, находящийся при комнатной температуре, т. е.  $T_1$  была порядка  $300^\circ \text{K}$ . Точного значения  $T_2$  авторы не смогли получить, так как использование, на первый взгляд, простой формулы (IV.14) таит в себе ряд трудностей, связанных, во-первых, с погрешностями в измерении  $(N_p)_2 / (N_p)_1$  (для их уменьшения измерения производились при помощи прецизионного аттенюатора двумя различными экспериментаторами), во-вторых, с неточностью при калибровке аргоновой разрядной трубки (калибровка производилась с помощью радиометра Дейка), в-третьих, с тем, что величины  $T_1$  и  $T_2$  нуждаются во введении поправок на потери во входных цепях и на генерируемый этими цепями тепловой шум. Кроме того, температура входного шума от использования в схеме ферритового изолятора ( $T_1 \approx \sim 300^\circ \text{K}$ ) слишком высока по сравнению с определяемой температурой шума квантового усилителя.

В то время как измерения дали значение эффективной шумовой температуры квантового усилителя, равное  $8^\circ \text{K}$ , разумный учет всех возможных погрешностей и необходимых поправок, проведенный авторами, привел к увеличению этой цифры до  $19^\circ \text{K}$ . Поэтому для шумовой температуры квантового усилителя был принят верхний предел порядка  $20^\circ \text{K}$ , который фактически равен ошибке измерений и, естественно, значительно превосходит предел, устанавливаемый спонтанным излучением.

В статье обсуждаются возможные усовершенствования в схеме, которые, по мнению авторов, должны снизить неопределенность в измерениях  $T_e$  до  $5^\circ \text{K}$ .

Более поздние измерения А. Мак-Уортера и Ф. Арамса [48] дали значение эффективной шумовой температуры квантового усилителя, равное  $2^\circ \text{K}$ , что совпадает с теоретической оценкой спиновой температуры. Соответствующий коэффициент шума равен  $F = 1 + 2,0/290 \approx 1,01$ , что весьма близко к 1.

## Выводы

1. Первые попытки создания усилителей на твердом веществе начались с конструирования двухуровневого усилителя, не нашедшего практического применения. Вместе с тем именно на этом этапе было предложено использовать явление электронного парамагнитного резонанса.

2. Трехуровневый метод получения инверсной населенности молекулярных уровней предложен Басовым и Прохоровым в 1955 г. Этот метод был применен Бломбергенем, обосновавшим в конце 1956 г. возможность создания трехуровневого парамагнитного усилителя непрерывного действия.

3. Успешно действующий трехуровневый усилитель на этилсульфате гадолиния сконструирован в 1957 г. Сквиллом, Фехером, Зайделем.

4. Квантовый усилитель на рубине, нашедший в дальнейшем наибольшее практическое применение, был предложен и сконструирован в 1958 г. одновременно и независимо Зверевым, Корниенко, Маненковым, Прохоровым (СССР) и Маховым, Кикучи, Ламбом, Терхьюном (США).

5. Теоретические и экспериментальные работы 1957—1958 гг. подтвердили, что квантовый усилитель обладает чрезвычайно низким коэффициентом шума, который в основном обусловлен принципиально неустранимым спонтанным излучением, незначительным в радиочастотном диапазоне.

## ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Следующим шагом, принесшим квантовой радиофизике всеобщее признание, явилось создание оптических квантовых генераторов, или лазеров<sup>1</sup>. Метод генерации и усиления электромагнитных волн путем индуцированного излучения, который со времени появления молекулярных генераторов и квантовых парамагнитных усилителей прочно утвердился как новое перспективное направление в радиофизике, был распространен на оптический диапазон. Это означало появление качественно нового источника света, луч которого отличается от излучения всех предшествовавших источников света (нагретые тела, газовый разряд) важнейшим свойством — когерентностью. Именно это свойство и объединило оптическое излучение лазера с радиоволнами, создаваемыми с помощью электронных устройств, что по существу означает включение в электронику волн оптического диапазона.

Когерентное лазерное излучение, отличающееся большой монохроматичностью, спектральной плотностью и высокой направленностью, открывает широкие возможности применения лазеров в самых различных областях естествознания и техники. Перечислим важнейшие из них.

Благодаря высокой частоте ( $\sim 10^{14}$  гц) когерентных колебаний, генерируемых лазером, имеется возможность передавать в одном канале связи огромный объем информации, исчисляющийся десятками телевизионных и десятками тысяч звуковых программ, что должно позволить в будущем решить проблему тесноты в эфире. Чрезвычайно малая пространственная расходимость и значительная мощность лазерного луча способны обеспечить космическую связь на больших расстояниях. Высокостабильное лазерное излучение позволило создать спектроскопические приборы высокой разрешающей силы, используемые для исследования сверхтонкого расщепления и ширины спектральных линий в газах.

<sup>1</sup> По аналогии со словом мазер, слово лазер составлено из первых букв английской фразы «light amplification by stimulated emission of radiation», что означает: усиление света с помощью индуцированного излучения.

Когерентность излучения лазера позволяет осуществить фокусировку его луча на площадке размером в миллионные доли квадратного сантиметра (порядок квадрата длины волны) и получить огромные плотности потока энергии (свыше  $10^{13}$  *вт/см<sup>2</sup>*), в результате чего осуществляется уникальная обработка материалов. Сфокусированный луч находит применение в медицине и биологии (глазная хирургия, онкология, стоматология, микро- и нейрохирургия, воздействие на отдельные компоненты клетки животных и растений). Энергия квантов оптического излучения лежит в области энергий, характерных для химических связей, что открывает большие возможности применения лазеров в химии: путем подбора частоты мощного лазерного излучения принципиально возможно избирательно ускорять химические реакции или заставить протекать реакции, считавшиеся ранее невозможными.

К наиболее значительным научным результатам, полученным в настоящее время с помощью лазеров, следует отнести исследования нелинейных оптических явлений и получение плазмы с помощью сфокусированного луча мощного лазера.

### § 1. Предложения о распространении нового метода генерации и усиления на более короткие длины волн

В Нобелевской лекции, прочитанной 11 декабря 1964 г. в Стокгольме, Ч. Таунс, переходя к истории создания лазеров, отметил: «Примерно до 1957 г. еще не приступали к получению когерентной генерации на частотах более высоких, чем те, которые можно было бы получить от электронных генераторов, хотя время от времени и рассматривали некоторые схемы, использующие пучковые молекулярные мазеры для далекого инфракрасного диапазона. Этот недостаток внимания к тому, что было первоначальной целью создания мазера, происходил, пожалуй, оттого, что первые шаги, связанные с микроволновыми генераторами, маломощными усилителями и их использованием в различных научных экспериментах, оказались столь интересными, что отвлекли внимание от возможностей получения высоких частот» [1, стр. 471].

Об этом же периоде А. М. Прохоров в своей Нобелевской лекции, прочитанной им также 11 декабря 1964 г., сказал следующее: «Казалось бы, что после создания мазеров в радиодиапазоне вскоре будут созданы квантовые генераторы и в оптическом диапазоне. Однако этого не случилось. Они были созданы только через 5—6 лет. Чем это объясняется? Здесь были две трудности. Первая трудность заключалась в том, что тогда не были предложены резонаторы для оптического диапазона волн, и вторая — не были предложены конкретные системы и методы получения инверсной заселенности в оптическом диапазоне волн» [2, стр. 602].

Итак, с одной стороны, работы по усовершенствованию молекулярных генераторов и парамагнитных усилителей, а с другой —

ряд специфических трудностей отдалили срок создания квантовых генераторов и усилителей более высоких частот на несколько лет.

Пожалуй, наиболее существенной из таких трудностей являлся резонатор, конструкция которого видоизменялась по мере развития радиотехники. Так, в радиотехнике, начавшей свое развитие с освоения длинных волн, использовались резонаторы в виде катушек самоиндукции и сосредоточенных емкостей, т. е. в длинноволновом диапазоне размеры резонаторов много меньше длин генерируемых волн. При продвижении в область коротких волн стали применяться объемные резонаторы в виде замкнутых полостей. Для того чтобы в объемном резонаторе возбуждалось только одно собственное колебание высокой частоты, его линейные размеры должны быть порядка длины волны излучения, что даже для субмиллиметровых волн практически невыполнимо.

Уже в 1957 г. в [3] (работа поступила в редакцию летом 1957 г.) Г. Н. Басов, пытаясь обойти трудности, связанные с резонаторами для более коротких длин волн, предложил квантовый генератор без объемного резонатора. «Наличие резонаторов не является обязательным условием для получения автоколебаний в среде с отрицательными потерями. Если потери энергии за счет излучения с поверхности образца меньше, чем энергия, излучаемая молекулами внутри образца, то при этом автоколебания могут возникнуть и в образце, не помещенном в объемном резонаторе. Действительно, если квант, излученный какой-либо молекулой за время пролета образца, успевает вызвать индуцированное излучение более чем одной молекулы, то амплитуда колебаний внутри образца будет нарастать со временем. Обратная связь в таких генераторах осуществляется за счет волны, отраженной от поверхности образца.

Рассмотрение задачи о молекулярной генерации в свободном пространстве представляет интерес для осуществления молекулярных генераторов и усилителей миллиметровых и субмиллиметровых волн, где возникают большие трудности при использовании резонаторов и волноводов: «из-за малой длины волны излучения» [3, стр. 297].

Как видим, здесь предлагается осуществить генерацию на более коротких волнах (по сравнению с получаемыми обыкновенно в мазерах) путем отражения индуцированного излучения от внутренних стенок излучающего образца. Отметим, что именно такого рода обратная связь впоследствии и была осуществлена в полупроводниковых лазерах (см. § 2 настоящей главы).

Проблема создания субмиллиметрового квантового генератора рассматривалась с различных точек зрения Прохоровым. В 1958 г. (июнь) им было предложено устройство для генерации и усиления длин волн короче 1 мм [4]: излучение в далекой инфракрасной области (субмиллиметровые волны) соответствует переходам между вращательными уровнями молекулы аммиака, а «... в качестве резонатора можно использовать два плоскопараллельных зеркала» [4, стр. 1659]. Предложенный здесь новый тип резонатора, представ-

лявший собой по существу новое использование оптического интерферометра Фабри-Перо, впоследствии стал называться резонатором открытого типа и нашел самое широкое применение в лазерах.

Существенно, что открытый резонатор может иметь размеры, много большие по сравнению с излучаемой генератором длиной волны. Отражаясь от зеркальных поверхностей, расположенных одна против другой, излучение многократно проходит через рабочее вещество, чем и осуществляется обратная связь в квантовом генераторе. В статье показано, что такой резонатор при коэффициенте отражения порядка 0,95 может иметь весьма высокую добротность.

В работе [5] А. И. Барчуков и А. М. Прохоров исследовали новый тип резонатора экспериментально в миллиметровом диапазоне длин волн. Несколько позже (сентябрь 1958 г.) Р. Дике [6] также предложил аналогичный резонатор для получения квантовой генерации в инфракрасном диапазоне длин волн.

Возможность использования интерферометра Фабри-Перо в качестве резонатора для мазеров инфракрасного и светового диапазонов подробно рассматривается в работе А. Шавлова и Ч. Таунса [7]<sup>1</sup>.

Рассматривается плоская волна, многократно отраженная от стенок резонатора, размеры которого значительно превышают длину волны. Для этого случая авторы выводят условие самовозбуждения, оказавшееся почти не зависящим от частоты. На этом основании ими делается вывод о том, что если это условие может быть выполнено для одной частоты, то его можно выполнять повсюду: от далекой инфракрасной до ультрафиолетовой областей спектра электромагнитных волн. Вместе с тем в резонаторе, размеры которого много больше длины волны, электромагнитное поле может одновременно возникнуть во многих модах и на многих частотах.

Шавлов и Таунс анализируют «метод выделения отдельного собственного колебания», т. е. важнейший вопрос об уменьшении числа избыточных типов колебаний в резонаторе. В связи с этим они ставят задачу следующим образом: «Желательно иметь возможность не только выделить излучение, соответствующее определенному собственному колебанию, но и подавить генерацию на частотах всех остальных собственных колебаний. Этого можно добиться, используя свойство направленности излучения. По-видимому, проще всего вызвать затухание неиспользуемых типов колебаний, убрав полностью боковые отражающие стенки резонатора. Резонатор в этом случае будет состоять только из двух полупрозрачных пластинок ... Те типы колебаний, для которых  $\theta^2$  велико, очень

<sup>1</sup> Их статья поступила в редакцию журнала «Phys. Rev.» 26 августа 1958 г. и содержит ссылки на работы Прохорова [4] и Дике [6]. Как уже указывалось, патент Дике датирован 9 сентября 1958 г., откуда можно предположить, что ссылка внесена авторами при корректуре статьи.

<sup>2</sup>  $\theta$  — угол между направлением наблюдения и перпендикуляром к пластинам резонатора Фабри-Перо.—И. Д.

быстро затухают и поглощаются средой, так как возбуждающая эти типы колебаний энергия немедленно переходит на боковые стенки и теряется резонатором. Собственные колебания, которым соответствует очень маленький угол  $\theta$ , могут обладать очень высокой добротностью» [7, стр. 1943]. Выказанные соображения доказываются аналитическим расчетом с учетом дифракции на крайних стенках резонатора, из которого следует, что условие самовозбуждения для неаксиальных пучков ( $\theta$  — велико) требует значительно большего числа возбужденных квантовых систем по сравнению с аксиальным пучком.

В работе приведено выражение для резонансной длины волны, многократно отраженной от плоскопараллельных зеркал, показывающее, что в случае почти аксиального пучка резонансная длина волны зависит главным образом от числа полуволн  $q$ , укладывающихся на оси резонатора, и от размеров самого резонатора (длины резонатора  $L$  и размеров зеркала  $L_3$ ). Анализируя полученное выражение, авторы делают вывод, что «частоты двух собственных колебаний со следующими друг за другом значениями  $q$  удовлетворяют обычному условию Фабри-Перо  $\delta\nu = c/2L$  и, если этот частотный интервал несколько шире атомной линии  $\Delta\nu$ , то иногда может генерироваться только одна аксиальная мода. Аксиальная мода из-за дифракции имеет угловую ширину порядка  $\lambda/L_3$ , и если это сравнимо с  $L_3/L$ , то неаксиальные моды имеют существенно большие потери, чем аксиальные, и их колебания подавляются». Ориентировочный расчет показал, что для зеркал с площадью в  $1 \text{ см}^2$  и коэффициентом отражения 0,98 практически удобное значение для длины резонатора  $L$  равно  $10 \text{ см}$ . «Соответствующее маленькое отверстие в экране будет пропускать излучение, отвечающее только определенному типу колебаний».

Здесь необходимо отметить, что более глубокий и точный анализ мод плоскопараллельного и конфокального типов интерферометра Фабри-Перо провели уже после создания лазера А. Фокс и Т. Ли [8]. В результате их расчетов дифракционной картины поля в резонаторах открытого типа, выполнявшихся на электронной вычислительной машине, было установлено, что существует наинизший тип колебаний, обладающий наименьшими потерями из-за дифракции, и что амплитуда стоячей волны этого колебания максимальна в центре резонатора и спадает к его краям; если расстояние между зеркалами резонатора выбрано правильно, то возбуждаемая в лазере за счет индуцированного излучения стоячая волна возникает как раз на наинизшем типе колебаний резонатора.

Далее, в работе [7] рассматривается проблема влияния спонтанного излучения, которая в оптическом диапазоне приобретает существенное значение в связи с возможностью увеличения собственных шумов квантового усилителя и снижения монохроматичности излучения генератора. Авторы указывают, что «на таких высоких частотах обычно  $h\nu \gg kT$ , и, в сущности, теплового шума нет. Остаются, однако, нулевые флуктуации, которые посредством спонтан-

ного излучения создают шумы с эффективной температурой  $h\nu/k$  [7, стр. 1943]. Проведенный ими анализ интерферометра Фабри-Перо с хорошо отражающими зеркалами позволил сделать вывод, что «... остронаправленность распространения излучения снижает уровень спонтанного излучения до уровня индуцированного излучения, возбуждаемого одним фотоном. Это соответствует возбуждению только одного собственного колебания в резонаторе на микроволновых частотах. Следовательно, мы получили предел чувствительности, который может быть достигнут в обычном мазере-усилителе, и наименьший возможный шум для такой системы, используемой в качестве генератора».

Однако при дальнейшем повышении частоты квантовых генераторов произойдет резкое увеличение мощности спонтанного излучения, что позволило авторам статьи сделать справедливый вывод о том, что «... мазеры будут успешно работать в инфракрасной, оптической и, возможно, ультрафиолетовой областях, но пока не найдется какой-либо радикально новый метод, их невозможно будет продвинуть в область длин волн, значительно меньших ультрафиолетовых».

В качестве метода получения вещества с инверсной населенностью уровней Таунс и Шавлов предлагают использовать метод облучения вещества при помощи источника некогерентного света — метод оптической накачки. При этом приводится ориентировочный расчет необходимой мощности вспомогательного излучения для случая газового инфракрасного лазера на парах калия. Обсуждая возможности метода накачки в случае оптического мазера на твердом теле, авторы делают весьма интересное замечание: «Не существует ламп, дающих достаточное для накачки излучение. Однако возможны более изящные решения этой проблемы. Так, может оказаться возможной накачка в состоянии, лежащее выше метастабильного. Атомы будут переходить в метастабильное состояние (возможно, посредством безызлучательных переходов) и накапливаться в этом состоянии вплоть до необходимого для работы мазера количества. Такое накопление наиболее вероятно в том случае, когда возбужденный уровень лежит существенно выше всех нижележащих уровней энергии» [7, стр. 1949]. Спустя два года именно таким образом и был возбужден первый действующий оптический квантовый генератор на рубине, о чем будет идти речь в следующем параграфе.

Работа Шавлова и Таунса, охватывающая все основные аспекты конструирования оптического квантового генератора, представляет собой первую, до конца разработанную идею лазера. (Впоследствии эта работа получила медаль им. Ст. Балланштейна, присуждаемую Институтом им. Франклина, а также медаль и приз им. Т. Янга, учрежденные Лондонским физическим обществом и Институтом физики.) Отметим лишь, что теоретические выводы были проиллюстрированы Шавловым и Таунсом на примере квантовой системы, содержащей пары щелочного металла калия, которая сама

по себе не представляет интереса в связи с обнаружением в дальнейшем более перспективных систем.

Быть может, для полноты картины следует сказать несколько слов о патентном споре, существовавшем несколько лет между Таунсом и Шавловым, с одной стороны, и малоизвестным физиком Г. Гоулдом — с другой. 30 июля 1958 г. Таунс и Шавлов подали заявку на оптический мазер (лазер), способный, по их предположению и расчетам, излучать узконаправленный монохроматический световой луч. Патент по этой заявке был выдан им 22 марта 1960 г. Между тем, к этому времени в патентном ведомстве уже лежала заявка на аналогичный прибор, поданная 6 апреля 1959 г. Гоулдом, который начиная с 1957 г. работал над созданием лазера вначале в Колумбийском университете<sup>1</sup>, а затем в одной из лабораторий фирмы «Контрол дейта»<sup>2</sup>. Спустя ряд лет возник патентный спор, который в 1966 г. освещался на страницах таких изданий, как «Electr. News» (см., например, т. 11, № 556) и «Electr. Rev.» (см., например, т. 39, № 17); апелляционный суд по таможенным и патентным делам подтвердил право Таунса и Шавлова на указанный патент. Некоторые подробности этого патентного спора можно найти в [10].

В Советском Союзе, помимо уже рассмотренных работ [3, 4], в этот же период были сделаны предложения и предприняты первые попытки создания газовых усилителей света [11—16] и оптических квантовых усилителей и генераторов на полупроводниках [17].

Как уже упоминалось, кроме проблемы создания резонаторов для инфракрасных и световых волн, при переходе к оптическому диапазону существовала еще одна принципиальная трудность — образование сред с инверсной населенностью уровней. Метод сортировки молекул по энергетическим уровням, использованный в молекулярных генераторах, в принципе мог бы быть применен и в более высокочастотном диапазоне (с использованием вращательно-инверсионных переходов), что и предлагалось в работах [3, 4]. Однако существенным недостатком такого метода является сравнительно небольшое число активных молекул (не более  $10^{15}$  частиц/см<sup>2</sup>сек на каждом из вращательных уровней), что побуждало, во-первых, к разработке иных методов возбуждения (электронное возбуждение, оптическая накачка) и, во-вторых, к использованию более плотных сред. В этой связи в нашей стране был проведен ряд теоретических и экспериментальных исследований с целью создания газовых усилителей и генераторов света [13—16], наиболее раннее из которых было выполнено<sup>3</sup> Ф. А. Бутаевой и В. А. Фабрикантом [13] в 1957 г. Указанные работы будут рассмотрены ниже в разделе, специально посвященном созданию газовых лазеров (см. раздел 2 § 2 настоящей главы).

<sup>1</sup> 13 ноября 1957 г. Гоулд заверил у государственного нотариуса первые девять страниц своего лабораторного журнала с изложением идеи таллиевого лазера.

<sup>2</sup> В [9] имеется ссылка на неопубликованную, но отосланную в декабре 1958 г. в ERPA статью Гоулда, касающуюся предложения по созданию цезиевого лазера.

Идея создания квантовых генераторов и усилителей с использованием полупроводниковых материалов была выдвинута в 1958 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР. В 1959 г. была опубликована работа Н. Г. Басова, Б. М. Вула и Ю. М. Попова [17], в которой теоретически обосновывалась идея полупроводниковых квантовых устройств и был сформулирован ряд физических условий их создания. (По вопросам, затронутым в этой статье, Комитетом по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР выдано авторское свидетельство с приоритетом 7 июля 1958 г.) Суть этой и последующих работ в области создания полупроводниковых лазеров будет изложена в разделе 3 § 2 настоящей главы.

В 1960 г. вышла большая и глубокая обзорная статья Н. Г. Басова, О. Н. Крохина и Ю. М. Попова [18], в которой всесторонне обсуждались принципы создания, теория и особенности работы квантовых генераторов и усилителей в инфракрасном и световом диапазонах волн. В конце статьи ее авторы писали: «... отсутствие принципиальных ограничений позволяет надеяться на то, что в ближайшее время будут созданы генераторы и усилители в инфракрасном и оптическом диапазонах волн».

Подтверждением актуальности проблемы распространения квантовой генерации и усиления на субмиллиметровый, инфракрасный и световой диапазоны длин волн может служить Международная конференция по квантовой радиофизике, состоявшаяся в Нью-Йорке в сентябре 1959 г., на которой не менее десяти докладов было посвящено именно этому вопросу.

## § 2. Создание первых образцов оптических квантовых генераторов

### 2.1. Твердотельные лазеры

Как это следует из предыдущего параграфа, к 1958—1960 гг. была обоснована возможность создания оптических квантовых генераторов и намечены различные пути для ее реализации. Более того, было предсказано (см., например, [7]), что при осуществлении такого рода генерации будет иметь место:

- а) уменьшение времени жизни возбужденного состояния;
- б) сужение спектральной линии излучения;
- в) когерентность электромагнитного поля излучения;
- г) незначительная расходимость луча, выходящего из резонатора открытого типа.

На I Международной конференции по квантовой электронике (Нью-Йорк, сентябрь 1959 г.) А. Шавловом [19] рассматривались различные возможности наблюдения перечисленных эффектов. В качестве одной из возможностей предлагалось использовать рубин ( $\text{Al}_2\text{O}_3: \text{Cr}^{3+}$ ). Это предложение обосновывалось благоприятным расположением энергетических уровней рубина: широкие полосы в зеленой и ультрафиолетовой областях спектра и расположенные вы-

соко над основным состоянием узкие уровни в красной области спектра. Анализ такого распределения энергетических состояний давал основание предположить, что рубиновый стержень с высокой концентрацией хрома (0,5%), возбужденный по трехуровневой схеме при помощи вспомогательного излучения, способен дать излучение в красном свете (7009 и 7041 Å). При оценке квантового выхода соответствующих люминесцентных линий рубина принималось значение 0,1%. Ниже мы увидим, что это значение сильно занижено, однако учет того, что узкие уровни рубина практически не населены (вследствие их высокого расположения над основным уровнем) позволил Шавлову сделать вывод о возможности создания рубинового генератора света, работающего в импульсном режиме при низких температурах.

В июне 1960 г. была опубликована работа Т. Меймана [20] об экспериментах, посвященных изучению люминесцентных релаксационных процессов в розовом рубине (концентрация хрома ~ 0,05%). При оптическом возбуждении образца, который имел форму кубического сантиметра и находился при комнатной температуре, наблюдалось изменение населенности основного состояния и определялись вероятности основных переходов. В частности, было установлено, что безызлучательный переход с третьего возбужденного уровня на второй происходит значительно быстрее (время жизни третьего уровня —  $5 \cdot 10^{-8}$  сек), чем излучательные переходы с третьего и второго уровней на основной (первый), что позволяло надеяться на возможность образования инверсной населенности между вторым и первым уровнями. Главным результатом работы следует считать доказательство того факта, что квантовый выход<sup>1</sup> наиболее яркой люминесцентной линии рубина  $R_1$  при облучении его вспомогательным излучением с частотой, соответствующей центру зеленой полосы, имеет значение, близкое к 1. Отметим, что ранее И. Видер [21] дал для квантового выхода значение  $10^{-2}$ , что, разумеется, выдвигало чрезвычайно тяжелые требования к мощности накачки.

После того как Мейман убедился в высоком квантовом выходе красной линии люминесценции рубина, у него, по-видимому, укрепилась уверенность в реальности создания квантового генератора света на рубине при комнатной температуре. И действительно, в августе и сентябре того же 1960 г. в двух английских журналах появились сообщения Меймана [22, 23] о том, что ему удалось получить на рубине генерацию в оптическом диапазоне волн.

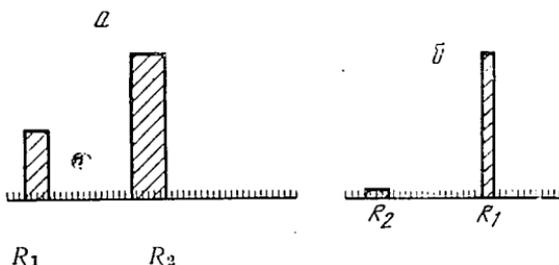
В работе [22] описаны первые успешные результаты по оптической накачке люминесцирующего твердого тела (розовый рубин) с целью создания инверсной населенности и получения регенеративного усиления. Рубиновый куб ( $1 \times 1 \times 1$  см), две противоположные грани которого имели серебряное покрытие, периоди-

<sup>1</sup> Под квантовым выходом понимается отношение числа испущенных фотонов к числу поглощенных фотонов.

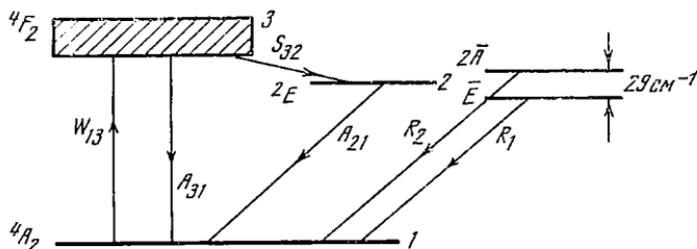
чески облучался зеленым светом ( $\sim 5500 \text{ \AA}$ ), даваемым лампой-вспышкой высокой мощности. Исследовался спектр излучения рубина, наблюдения за которым велись через небольшое отверстие в одной из посеребренных граней. Изменения в спектре излучения рубина, связанные с превышением порогового значения мощности накачки, представлены на рис. V.1, взятом из работы [22]. Интерпретация

### V.1. Спектр излучения рубина

$a$  — малая мощность возбуждения (меньше пороговой);  
 $b$  — большая мощность возбуждения (больше пороговой)



полученного спектра излучения рубина и его изменений, связанных с превышением мощности накачки порогового значения, дается Мейманом при помощи упрощенной диаграммы энергетических уровней рубина (рис. V.2). Эта диаграмма, составленная Мейманом по данным С. Сугано и Дж. Танабе [24], приводится им и в последующих работах, касающихся трехуровневых рубиновых лазеров.



V.2. Диаграмма энергетических уровней  $\text{Cr}^{3+}$  в корунде, показывающая основные процессы при свечении

В применении к интересующему нас прибору рубин можно приближенно характеризовать тремя энергетическими уровнями, хотя в действительности он представляет собой значительно более сложную систему. В понятие уровня 3 обычно включается зеленая энергетическая полоса накачки  ${}^4F_2$  (а также синяя полоса накачки  ${}^4F_1$ , не показанная на рис. V.2 и расположенная выше  ${}^4F_2$ ). Уровень 2, который обусловлен примесными атомами, состоит из двух узких уровней  $\bar{E}$  и  $2\bar{A}$ . Последние уровни, статический вес которых равен двум ( $q_2 = 2$ ), в обычных условиях (комнатная температура) обладают очень большой скоростью релаксационных колебаний решетки [20]. При тех же условиях уровень 1 — основное состояние

${}^4A_2$  — можно рассматривать как один уровень с четырехкратным вырождением ( $q_1 = 4$ ). В связи с тем, что  $q_1 = 2q_2$ , условие инверсной населенности между вторым и первым уровнями  $N_2 q_1 > N_1 q_2$  для рубина имеет вид  $N_2 > N_1$ . При выполнении этого условия становится возможным лазерный эффект.

Вот как объясняет Мейман полученные им результаты: «При облучении рубина светом с длиной волны около 5500 Å ионы хрома возбуждались до  ${}^4F_2$  и затем быстро теряли некоторую часть возбужденной энергии путем безызлучательных переходов в состояние  ${}^2E$ . Это состояние затем медленно разрушается из-за спонтанного излучения узкого дублета, компоненты которого при 300° К составляют 6943 и 6929 Å (рис. V. 1, а). При очень интенсивном возбуждении населенность метастабильного уровня  ${}^2E$  может стать больше, чем основного; это есть условие отрицательной температуры и последующего усиления путем индуцированного излучения» [22, стр. 493—494].

Итак, Мейман использовал трехуровневую схему для образования инверсной населенности люминесцирующего твердого тела (рубин). Вспомогательное излучение обладало спектром длин волн, лежащим, главным образом, в зеленой полосе поглощения рубина. При этом в случае небольшой мощности накачки спонтанное излучение с узких уровней  $\bar{E}$  и  $2\bar{A}$  и представляло собой наблюдавшиеся линии люминесценции  $R_1$  и  $R_2$  (см. рис. V.1, а). При достаточной мощности накачки населенность узких уровней может оказаться больше населенности лежащего ниже основного состояния. В этом случае спонтанно испущенные люминесцентные фотоны вызывают индуцированное излучение с этих метастабильных узких уровней. В опыте посеребренные грани играли роль резонатора Фабри-Перо, а следовательно, при превышении мощности накачки некоего порогового значения возникала генерация (регенеративное усиление) на длине волны 6943 Å, о чем свидетельствуют, во-первых, существенное перераспределение интенсивностей излучаемого красного дублета в пользу линии  $R_1$  и, во-вторых, резкое сужение этой линии (см. рис. V. 1, б). Впервые фотолюминесценция сменилась короткой вспышкой индуцированного излучения. В заключение своего сообщения Мейман выражает надежду, что улучшение качества резонатора приведет к значительно более сильному сужению линий.

Эти первые результаты более подробно освещены и проанализированы в работе [23]. Показано, что в случае трехуровневой системы условие инверсной населенности  $N_2 > N_1$  будет обеспечено, если выполняется неравенство

$$W_{13} > A_{21}, \quad (V.1)$$

где  $W_{13}$  — вероятность индуцированного поглощения, вызванного вспомогательным излучением на частоте  $f_{13}$  (переход  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4F_2$ );  $A_{21}$  — вероятность спонтанного излучательного перехода с метастабильного уровня на основной (переход  ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ ).

Соотношение (V.1) адекватно условию  $N_2 > N_1$  постольку, поскольку, как было установлено в [20], вероятность безызлучательного перехода  $S_{32}$  значительно больше вероятностей спонтанных переходов  $A_{31}$  и  $A_{21}$ . Исходя из соотношения (V.1) автор нашел необходимую эффективную температуру источника вспомогательного возбуждения, которая для рубина оказалась более  $4000^\circ \text{K}$ . В работе обсуждаются вопросы, связанные с уменьшением времени жизни возбужденного метастабильного уровня: «При достаточно интенсивном возбуждающем импульсе, способном значительно понизить населенность  $N_1$ , распад  ${}^2E$  происходит значительно быстрее, чем при менее интенсивном импульсе. И, наконец, при  $N_2 > N_1$  в первый момент скорость распада даже больше, чем  $A_{21}$ ». Уменьшение времени жизни возбужденного состояния, сужение спектральной линии излучения (при комнатной температуре ширина линии  $R_1$  с  $4 \text{ \AA}$  сузилась до менее чем  $1 \text{ \AA}$ ), а также увеличение интенсивности этой линии (отношение максимальных интенсивностей  $R_2$  и  $R_1$  изменилось от 2:1 до 50 : 1) свидетельствуют о возникновении генерации. Максимальная величина выходной мощности в эксперименте составляла  $10 \text{ квт}$ . В конце статьи обсуждаются возможности еще большего сужения линии (монохроматизации) излучения не только за счет улучшения качеств резонатора, но и путем охлаждения кристалла рубина. Так, Мейман считает, что при прочих одинаковых условиях «... спектральную ширину линии излучения рубина можно уменьшить в 25 раз при охлаждении образца до температуры жидкого азота» [23, стр. 675].

Таким образом, создав впервые оптический квантовый генератор, Мейман в работах [22, 23] обнаружил и проанализировал два характерных явления, свидетельствующих о возникновении генерации путем индуцированного излучения: сокращение времени жизни возбужденного уровня и резкое сужение линии излучения.

Дальнейшие исследования свойств излучения рубинового генератора провели Р. Коллинз, Д. Нельсон, А. Шавлов, В. Бонд, К. Гаррет и В. Кайзер [25]. Они, как и Мейман, экспериментировали с кристаллами искусственного розового рубина фирмы Линде, но имевшими форму стержней диаметром  $0,5 \text{ см}$  и длиной  $4 \text{ см}$ , торцы которых полировались и серебрились; покрытие одного из торцов делалось полупрозрачным с пропусканием от 1 до 5%. Авторы также исследовали соотношение интенсивностей компонент красного дублета рубина в зависимости от энергии возбуждения: «Когда энергия батареи, разряжаемой через лампу-вспышку, превосходила величину  $\sim 2000 \text{ дж}$ , отношение интенсивностей линии  $R_1/R_2$  для света, выходящего из посеребренных торцов, увеличивалась на три порядка. Для света, испускаемого через боковую поверхность, упомянутое отношение продолжало оставаться порядка единицы» [25, стр. 303].

Излученная энергия имела величину  $\sim 10^{-2} \text{ дж}$ , что соответствует эффективной температуре  $\sim 10^{10} \text{ }^\circ\text{K}$ . В процессе измерений была впервые замечена пиковая структура излученных свето-

вых импульсов, которая, заметим, и в настоящее время продолжает интересовать теоретиков и экспериментаторов, изучающих динамику лазерных процессов. Об этом явлении в [25] говорится: «На осциллограмме видно, что большой сигнал, соответствующий линии  $R_1$ , состоит из серии очень интенсивных и очень коротких пиков излучения. Отметим, что этот интересный эффект не стоит в связи с «уменьшением времени жизни», о котором сообщил Мейман. В нашем эксперименте пики излучения выражены тем ярче, чем плотнее серебряное покрытие торцов и чем более совершенна геометрия. Длительность каждого пика не превышала разрешающую способность осциллографа ( $10^{-6}$  сек). Оказалось, что интервал между пиками уменьшается с увеличением интенсивности возбуждающего излучения».

Кроме того, в рассматриваемой работе исследовались направленность и степень сужения спектральной линии, а также когерентность индуцированного излучения, выходящего из полупрозрачного торца рубинового стержня.

В случае, когда энергия возбуждения была меньше порогового значения, «фотоснимки торца давали практически однородное потемнение негатива; при энергии возбуждения, превышающей пороговую, область потемнения была ограничена пятном, имевшим приблизительно круглую форму и диаметр порядка 0,3—1 см. Отсюда вытекает, что направление индуцированного пучка света составляет с осью, перпендикулярной посеребренным торцам стержня, угол порядка 0,3 — 1°». Относительно сужения линии в работе сообщается следующее: «На основе измерения ширины интерференционных полос интервал частот индуцированного излучения оценивается в  $0,2 \text{ см}^{-1}$ , тогда как нормальная ширина линии  $R_1$  составляет  $6 \text{ см}^{-1}$ ». Было замечено, что при погружении рубинового стержня в жидкий азот линии  $R_1$  дополнительно сужались более чем в 2 раза, а пороговое значение мощности накачки становилось ниже на 30%.

Для исследования пространственной когерентности в плотном серебряном покрытии одного из торцов стержня было оставлено прямоугольное отверстие размером  $50 \text{ мкм} \times 150 \text{ мкм}$ , и выходящий из него свет регистрировался фотокамерой, объектив которой был установлен на бесконечность. При превышении порога на фотографии наблюдалась картина, характерная для дифракции Фраунгофера на прямоугольном отверстии. Подводя итог описанным экспериментам, авторы заключают: «Мы полагаем, что приблизительно параллельность световых лучей и существование фраунгоферовых полос ясно свидетельствует о когерентности света вдоль поверхности торца кристалла на расстоянии порядка 100 длин волн».

Итак, в работе [25] были обнаружены и исследовались все основные особенности излучения лазера: возрастание интенсивности линии, пиковая структура импульса излучения, его временная когерентность (резкое сужение линии, т. е. излучение практически монохроматического света), а также когерентность пространственная, о чем свидетельствуют направленность лазерного луча и характер-

ная для плоской волны интерференционная картина. Основная трудность при создании рубинового лазера заключается в необходимости иметь большую мощность накачки при работе по трехуровневой схеме. Хотя основное состояние рубина  ${}^4A_2$  и расщеплено, но расщепление столь мало ( $0,38 \text{ см}^{-1}$ ), что даже с помощью охлаждения кристалла очень трудно уменьшить населенность верхнего из этих уровней. Для создания инверсной населенности необходимо более 50% атомов перевести из основного состояния на уровень 2.

В связи со сказанным весьма важным шагом было создание лазера, работающего по четырехуровневой схеме.

Такой лазер был сконструирован и исследован П. Сорокиным и М. Стивенсоном [26—28]. Авторы в следующих словах охарактеризовали преимущества созданного ими прибора: «Существенной особенностью оптического лазера, работающего по четырехуровневой схеме, является то, что колебания возникают за счет в результате перехода из метастабильного состояния на более низкий уровень, расположенный настолько выше основного состояния, что он обычно не населен. В результате, для такого генератора требуется гораздо меньшая мощность накачки, чем при работе по трехуровневой схеме» [28, стр. 65]. Уже в конце 1960 г., т. е. через несколько месяцев после создания Мейманом первого лазера на рубине, Сорокин и Стивенсон [26] сообщили о том, что ими наблюдалось индуцированное инфракрасное излучение ионов трехвалентного урана, замещающих кальций во флюорите ( $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ ). При возбуждении кристалла в области сине-зеленых полос поглощения безызлучательные переходы приводят к заполнению метастабильных уровней, как и в случае рубина. Однако в отличие от последнего в указанном кристалле используются индуцированные переходы между одним из метастабильных уровней и уровнем, расположенным на  $515 \text{ см}^{-1}$  выше основного состояния, вследствие чего при температуре жидкого гелия этот уровень практически не населен, и состояние с отрицательной температурой достигается при сравнительно небольших энергиях вспомогательного возбуждающего излучения. Сообщалось, что величина пороговой энергии возбуждения была в 500 раз меньше, чем для рубина. В работе [26] исследовались величина и форма импульсов индуцированного излучения в зависимости от мощности возбуждения, была также измерена расходимость пучка когерентного излучения на длине волны  $2,49 \text{ мкм}$ , которая не превосходила  $0,01 \text{ рад}$ .

В выборе рабочего вещества определяющую роль сыграли работы Л. Н. Галкина и П. П. Феофилова [29, 30], на которые Сорокин и Стивенсон ссылаются во всех статьях. В этих работах были впервые исследованы оптические свойства искусственного монокристалла  $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$ , при этом были получены спектры поглощения и спектры люминесценции трехвалентных ионов урана, изоморфно замещающих ионы щелочноземельных металлов (в данном случае кальция) в кристаллической решетке основного вещества. Спектр поглощения состоит из ряда полос в ультрафиолетовой, световой и ин-

фракрасной частях оптического диапазона и простирается до 2,5 мкм. Спектр люминесценции образует ряд полос в инфракрасной области. Галкин и Феофилов обратили внимание на совпадение по частоте двух полос поглощения и люминесценции (2,15 и 2,21 мкм) и поняли, что эти полосы обусловлены резонансными переходами: «Люминесценция кристаллов  $\text{CaF}_2$  : U чрезвычайно интенсивна уже при комнатной температуре и состоит из ряда полос, расположенных в области 2,1—2,5 мкм. При комнатной температуре наблюдаются 4 полосы с максимумами около 2,15; 2,21; 2,42; 2,49 мкм. Положение двух наиболее коротковолновых полос в спектре люминесценции совпадает с точностью до погрешностей измерений с положением наиболее длинноволновых полос в спектре поглощения, т. е. здесь имеют место резонансные переходы» [29, стр. 746].

Авторы делают следующий вывод: «Наблюдавшиеся нами спектры поглощения и люминесценции следует, по-видимому, связывать с запрещенными переходами в пределах оболочки 5  $f$  ионов  $\text{U}^{+++}$  подобно тому, как спектры редких земель определяются переходами внутри оболочки 4  $f$ . При этом переходы, определяющие длинноволновое поглощение и люминесценцию, следует отождествлять с переходами между уровнями  ${}^4J_{3/2}$  (основной) и  ${}^4J_{1/2}$ » [29, стр. 747]. Дальнейшие исследования Галкина и Феофилова [30] с применением низких температур ( $-150^\circ\text{C}$ ) подтвердили, что линии 2,14 ( $4673\text{ см}^{-1}$ ) и 2,22 мкм ( $4505\text{ см}^{-1}$ ) действительно являются резонансными и что относительная интенсивность линии 2,22 мкм увеличивается при низких температурах. На основании этих данных делается вывод, что две наиболее низко расположенные штарковские компоненты уровня  ${}^4J_{3/2}$  находятся на расстоянии 4505 и  $4673\text{ см}^{-1}$  от основного состояния. Линия люминесценции 2,49 мкм также не исчезает при низких температурах, и, следовательно, нижний уровень этого перехода представляет собой результат штарковского расщепления уровня  ${}^4J_{3/2}$  и лежит на  $515\text{ см}^{-1}$  выше основного состояния. Именно на этом переходе и получили квантовую генерацию Сорокин и Стивенсон [25] при малой концентрации примеси урана в кристалле (0,05%).

В спектре люминесценции кристаллов  $\text{CaF}_2$  с большим содержанием примеси (0,1%) появляется дополнительная линия 2,6 мкм, на которой Сорокину и Стивенсону [28] также удалось наблюдать генерацию в лазере следующей конструкции: «Кристалл имел форму цилиндра диаметром 9,5 и длиной 38 мм. Торцы цилиндра были отполированы с точностью до  $1/20$  длины волны линии натрия при параллельности  $15''$ . Поверхности интерферометра Фабри-Перо были образованы путем нанесения многослойных диэлектрических покрытий с коэффициентом отражения 98,5% и пропускания 0,3% на рабочей длине волны 2,6 мкм. Кристалл монтировался в криостате и охлаждался до температуры, близкой к  $4,2^\circ\text{K}$ . Выходной сигнал обнаруживался фотоспротивлением из селенистого свинца, постоянная времени которого по нарастанию сигнала была лучше 1 мксек, а время спада — несколько мксек». Приведены осцилло-

граммы колебаний выходной мощности при различных мощностях накачки. В этой же работе исследовался и флюорит кальция с примесью самария ( $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{2+}$ ), вещество, нашедшее в настоящее время весьма широкое использование в лазерах.

Сравнительному анализу трех- и четырехуровневых систем посвящена работа Меймана [31], в которой рассмотрены кинетические уравнения и получены выражения для эффективной температуры вспомогательного возбуждающего источника и мощности накачки, свидетельствующие, что четырехуровневые флюоресцирующие вещества требуют значительно меньшую мощность накачки. Однако и в настоящее время рубиновый лазер находит самое широкое применение, особенно после создания импульсных лазеров гигантской мощности, что объясняется высокой прочностью этого материала. Уже первые лазеры на рубине давали на выходе мощность в максимуме импульса порядка  $10^4 \text{ вт}$  (при длительности импульса порядка  $10^{-3} \text{ сек}$ ). Как ни велика эта мощность, она вскоре была значительно увеличена.

Решающую роль в этом отношении сыграл метод модулированной добротности, предложенный Р. Хелвертсом [32]. Идея метода состоит в том, что благодаря специальному затвору, расположенному между одним из зеркал и кристаллом и закрытому в начале накачки, происходит накопление частиц в возбужденном состоянии. Затвор открывается лишь тогда, когда число возбужденных частиц значительно превзойдет минимально необходимое для возбуждения генерации в лазере, и только после этого индуцированное излучение попадает на второе зеркало. В силу того, что усиление велико, запасенная таким путем энергия высвечивается в виде чрезвычайно узкого импульса. Мощность в максимуме импульса увеличивается в сотни тысяч раз. При помощи этого метода длительность гигантских импульсов удалось сократить до  $10^{-6} - 10^{-9} \text{ сек}$  (в зависимости от типа установки), при этом мощность в максимуме достигает нескольких гигаватт. Использование сверхмощных лазеров привело к развитию новой области — нелинейной оптики.

Лазерный эффект был получен на большом числе твердых тел (кристаллы, стекла, волокна). В настоящее время в силу целого ряда преимуществ (простота изготовления, возможность выращивания стержней больших размеров, лучшая оптическая прозрачность, более высокий к.п.д.) с рубиновым лазером успешно конкурирует лазер на неодимовом стекле (стекло с примесью неодима  $\text{Nd}^{3+}$ ), генерацию на этом материале впервые наблюдал Е. Снитцер [33] на длине волны  $1,06 \text{ мкм}$ .

## 2.2. Газовые лазеры

Вскоре после создания Т. Мейманом рубинового лазера, а именно осенью 1960 г., А. Джавану, В. Беннету и Д. Эрриоту (США) удалось получить генерацию за счет индуцированного излучения в газовом разряде, и было сообщено о первом газовом лазере [34].

" За несколько лет до этого в СССР и США высказывались соображения и делались попытки осуществления состояния с отрицательным коэффициентом поглощения в газах.

Рассмотрение начнем с первых работ в этом направлении, проведенных в нашей стране.

Выше уже говорилось о заявке В. А. Фабриканта с сотрудниками [11], в которой содержалась как сама идея, так и изложение основ теории оптических усилителей волн путем индуцированного излучения в газовом разряде. Развитием этих идей явилась работа [13], выполненная В. А. Фабрикантом и Ф. А. Бутаевой в 1957 г. Авторы сообщили об экспериментах с электрическим разрядом в смеси паров ртути и небольших количеств водорода или гелия, в которых за счет ударов второго рода «...устойчиво наблюдались значения прозрачности, превышающие 1, т. е. эффект отрицательной абсорбции в чистом виде» [13, стр. 69]. Наибольшее из приведенных в статье значений коэффициента прозрачности составляло 1,29 на длине волны 5461 Å (случай разряда в парах ртути с небольшим количеством гелия при давлении 4 мм рт. ст. и разрядном токе в 125 ма). Это сообщение могло бы считаться первым наблюдавшимся на опыте эффектом оптического квантового усиления, однако приведенные в статье результаты экспериментов в дальнейшем никем не были подтверждены.

Вместе с тем работа Фабриканта и Бутаевой, на наш взгляд, представляет определенный интерес. Во-первых, в ней фактически впервые предпринят поиск способов получения инверсной населенности в газовом разряде. (До 1959 г. этим никто не занимался!) И будь рассматриваемая работа опубликована сразу же и притом в каком-либо из центральных периодических изданий, она несомненно оказалась бы весьма полезной при создании газовых лазеров. К сожалению, работа Фабриканта и Бутаевой была напечатана в сборнике статей лишь два года спустя, когда уже появились работы Дж. Сандерса [35] и, главное, А. Джавана [36], о которых речь пойдет ниже и в которых исследовались аналогичные вопросы, вследствие чего значение рассматриваемой работы свелось к минимуму. По свидетельству автора монографии «Лазеры» американского физика Б. Лендзела: «Эта работа выполнена в 1957 г., но была опубликована в мемориальном сборнике двумя годами позднее и не привлекла внимания ученых Запада» [см. стр. 14].

Касаясь экспериментальной части работы, следует также отметить, что в ней, кроме разрядного метода возбуждения, была сделана попытка оптической накачки с применением трехуровневой схемы (использовалось весьма редкое совпадение энергетических уровней гелия и паров цезия).

Во-вторых, в теоретической части работы Фабриканта и Бутаевой впервые обсуждались нелинейные эффекты, связанные с насыщением коэффициента усиления. Как известно, еще в XVIII в. был сформулирован закон Бугера — Ламберта, отражающий экспоненциальную зависимость ослабления света от толщины слоя

при распространении в линейных поглощающих средах. В авторской заявке [11,12] закон Бугера — Ламберта был впервые записан для усиливающей среды. В этой связи интересно отметить, что в [12] предлагалось увеличить эффект усиления либо путем простого удлинения усиливающей среды (в соответствии с экспоненциальной зависимостью от толщины слоя), либо путем многократного прохождения луча между отражающими зеркалами<sup>1</sup>. В рассматриваемой работе [13] анализируются следствия, вытекающие из нелинейности усиливающей среды. При этом отмечается, что Басов и Прохоров в 1955 г. «указали на нелинейность как на фактор, определяющий амплитуду колебаний в молекулярном генераторе» [13, стр. 66]. Фабрикант показывает, что вследствие указанной нелинейности появляются отклонения от экспоненциальной зависимости коэффициента усиления от толщины слоя и не происходит непрерывного лавинообразного нарастания интенсивности. В данном случае имеет место эффект насыщения, ограничивающий амплитуду колебаний.

Исследования возможностей получения инверсной населенности в газах проводились и в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР, по результатам которых в 1960 г. появился ряд интересных сообщений. С. Г. Раутиан и И. И. Собельман [14] предложили для квантового усиления и генерации оптических волн метод резонансного возбуждения двухкомпонентной смеси (пары натрия и ртути), облучаемой монохроматическим излучением ртутной лампы. В. К. Аблеков, М. С. Песин и И. Л. Фабелинский [15] сообщили о полученном в их экспериментах десятикратном усилении света за счет индуцированного излучения в газовом разряде в парах цинка и ртути: атомы ртути резонансно отдавали энергию атомам цинка, а последние при индуцированном переходе на более низкий уровень излучали красную линию. Результаты этого эксперимента впоследствии никем не были подтверждены. Н. Г. Басов и О. Н. Крохин [16] провели теоретический анализ условий, при которых передача возбуждения в результате столкновений второго рода приводит к возникновению отрицательных температур в газовом разряде, протекающем через смесь определенного рода молекул.

В США исследования по созданию сред с отрицательным коэффициентом поглощения в газах начали проводиться с 1959 г. в лабораториях фирмы «Белл телефон» Дж. Сандерсом [35] и А. Джаваном [36]. Сандерс, указав на трудности реализации в газах метода оптической накачки, предложенного Таунсом и Шавловом в [7], предлагает другой способ получения инверсной населенности в генераторах инфракрасных и световых волн — «неупругие электронные соударения с атомами рабочего вещества в газовом разряде». Автор считает, что указанный способ можно реализовать при благоприятном соотношении времен жизни двух используемых энерге-

<sup>1</sup> Здесь, разумеется, предлагалось использовать зеркала для усиления эффекта отрицательной абсорбции света, а не в качестве резонатора, как это было сделано в работах [4, 6, 7].

тических состояний, а именно, необходимо, чтобы  $\tau_2$  было бы больше  $\tau_1$  ( $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена жизни нижнего и верхнего состояний соответственно). В качестве возможного вещества Сандерс предлагает гелий, линия 6678 Å которого обусловлена переходами между состоянием  $3^1D_2$  ( $\tau_2 = 1,5 \cdot 10^{-8}$  сек) и состоянием  $2^1P_1$  ( $\tau_1 = 4,3 \cdot 10^{-10}$  сек). В конце работы Сандерс обсуждает возможность возникновения генерации при использовании в качестве резонатора эшелона Фабри-Перо.

Джаван [36] более детально анализирует способ получения отрицательной температуры за счет неупругих столкновений с электронами «газоразрядной плазмы», при этом предлагает использовать неон при сравнительно высоком давлении (10 мм рт. ст.) или, во втором варианте, гелий при низком давлении ( $5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.). Наиболее интересен третий вариант, предлагавшийся Джаваном в этой же работе и заключающийся в использовании смеси двух газов с совпадающими энергетическими уровнями. Как и в рассмотренном выше предложении Фабриканта, возбуждение одного из газов должно происходить за счет резонансной передачи энергии атомами одного газа другому при их столкновении. В качестве возможной смеси автор рекомендует гелий с примесью неона (метастабильные уровни гелия практически совпадают с используемыми для создания инверсии уровнями неона). Отмечается, что компоненты, составляющие газовую смесь, должны находиться при различных парциальных давлениях. Идеи использования двухкомпонентной смеси газов для квантовой генерации обсуждались Джаваном и на I Международной конференции по квантовой электронике [37].

Последний вариант лег в основу сконструированного в конце 1960 г. Джаваном, Беннетом и Эрриотом гелиево-неонового лазера. В 1961 г. было сообщено [34] о получении непрерывной генерации на нескольких частотах в инфракрасном диапазоне: 11180, 11530, 11600, 11999, 12070 Å. «Наиболее интенсивное излучение происходило на 11530 Å с выходной мощностью 15 мвт» [34, стр. 108]. Кварцевая трубка с внутренним диаметром 1,5 см и длиной около 80 см была наполнена двухкомпонентной газовой смесью при низком давлении (компоненты имели различное парциальное давление: неон — 0,1 мм рт. ст., гелий — 1 мм рт. ст.). Основные отличия газового лазера от рубинового состояли в различных методах создания инверсной населенности и способе подвода возбуждающей энергии. При помощи внешних электродов от обычного 28-мегагерцевого генератора к концам лазерной трубки подводилась мощность порядка 50 вт, обеспечивающая возникновение тлеющего электрического разряда.

В рассматриваемой работе в общих чертах описывается механизм образования инверсии и появления генерации, суть которого сводится к следующему. Благодаря столкновениям с быстрыми электронами разряда атомы гелия с основного состояния возбуждаются на метастабильный уровень  $2^3S$ . В связи с тем, что  $2s$ -уровни неона практически совпадают в энергетическом отношении с уровнем  $2^3S$

гелия, атомы последнего в процессе столкновения с атомами неона, находящимися в основном состоянии, передают им свою энергию. В результате атомы неона возбуждаются до уровня  $2s$ , состоящего из четырех подуровней, а атомы гелия, отдав приобретенную от электронов разряда энергию, снова оказываются в основном состоянии. Существенно, что время жизни на уровне  $2s$  превышает время жизни на уровне  $2p$ , последнее составляет примерно  $10^{-8}$  сек. (Авторы отмечают, что результаты их измерений совпали с данными Р. Ладенбурга [38]). В итоге населенность уровня  $2s$  неона может существенно превысить населенность уровня  $2p$  неона, расположенного ниже, т. е. возникает инверсия на этом переходе. Обратная оптическая связь в генераторе Джавана, Беннета и Эрриота осуществлялась с помощью расположенных на расстоянии порядка  $1$  м друг от друга высокоотражающих плоскопараллельных пластин, коэффициент отражения которых в рабочем диапазоне от  $11\ 000$  до  $12\ 000$  Å достигал 98,9%. Фотоны, первоначально испущенные при спонтанном переходе  $2s \rightarrow 2p$ , стимулировали индуцированное излучение этого перехода, обусловившее когерентное поле свечения во всей трубке генератора. В связи с тем, что уровень  $2s$  состоит из 4 подуровней, а  $2p$  — из 10 подуровней, в принципе возможно множество переходов; разность энергий между этими двумя группами уровней неона такова, что излученные фотоны лежат в инфракрасной области спектра. Как уже указывалось, авторы наблюдали квантовый эффект на пяти длинах волн, при этом наиболее интенсивная линия  $11\ 530$  Å соответствовала переходу  $2s_2 \rightarrow 2p_4$ . Проведенные измерения позволили оценить расходимость генерируемого луча, которая оказалась «менее одной угловой минуты», а также сделать вывод о ширине линии излучения, «лежащей в диапазоне  $10$  —  $80$  *кГц*» [34, стр. 110].

Несколько более поздние измерения А. Джавана, Е. Балика и В. Бонда [39] показали чрезвычайно высокую стабильность первого газового лазера. «Мы получили кратковременную стабильность выше  $2$  *гц* при длительности наблюдения в несколько секунд. Отсюда следует, что монохроматичность генерируемых колебаний превышает  $1 \cdot 10^{-14}$ » [39, стр. 98]. Авторы считают, что «эта величина является основной характеристикой излучения лазера, тогда как долговременная стабильность частоты определяется температурными и механическими изменениями расстояния между пластинами интерферометра и зависит от условий эксперимента. При наших условиях измерений сдвиг частоты составлял  $2 \cdot 10^{-9}$  за  $100$  сек. Воспроизводимость частоты была выше  $4 \cdot 10^{-8}$ » [39, стр. 96].

Спустя год после создания первого газового лазера, по свидетельству В. Беннета, «...генерация в непрерывном режиме была получена на 40 различных оптических переходах, перекрывающих спектр от видимой ( $0,63$  *мкм*) до средней инфракрасной области ( $12$  *мкм*), причем использовались 10 различных газовых систем и по крайней мере 4 различных механизма накачки» [40, стр. 24].

В СССР генератор на смеси неона и гелия был создан в Физичес-

ком институте им. П. Н. Лебедева АН СССР под руководством Н. Г. Басова [41].

Уже первые образцы газовых лазеров показали их преимущество по сравнению с твердотельными с точки зрения одного из основных критериев — временной и пространственной когерентности их излучения. Кроме того, газовые лазеры дают непрерывное излучение, в то время как большинство лазеров на твердом теле работает только в импульсном режиме. Однако выходная мощность лазеров на атомарных газах была несравненно ниже по той простой причине, что концентрация активных частиц в газе намного ниже, чем в твердом теле.

Указанная ситуация существенно изменилась лишь спустя пять лет с появлением молекулярных газовых лазеров. Этот новый этап в развитии газовых оптических генераторов начался с создания К. Пателем [42, 43] лазера на смеси углекислого газа и азота с использованием для генерации вращательно-колебательных переходов в молекулах  $\text{CO}_2$ . В связи с высокой выходной мощностью и большим к.п.д. лазер на  $\text{CO}_2$  открыл новые области применения когерентного инфракрасного излучения, важнейшими из которых являются нелинейные процессы, оптическая локация и связь как в космосе, так и в наземных системах, поскольку инфракрасный луч лишь незначительно поглощается атмосферой.

### 2.3. Полупроводниковые лазеры

При всех своих неоспоримых достоинствах твердотельные и газовые лазеры не очень эффективны: энергия излучаемого ими света к началу 70-х годов не достигала и 1% от энергии возбуждения<sup>1</sup>. В этом отношении весьма перспективными оказались полупроводниковые лазеры, к.п.д. которых принципиально может быть сколько угодно близок к 100%.

Этот новый класс оптических квантовых генераторов был создан лишь осенью 1962 г., хотя обсуждения возможности их создания и разработка теории велись непрерывно начиная с 1958 г. [17]. По всей видимости, это объясняется спецификой полупроводниковых лазеров и в первую очередь тем, что здесь существуют два вида носителей тока, и излучение связано с переходами между энергетическими зонами, а не между отдельными атомарными уровнями, как это имеет место в твердотельных и газовых лазерах.

В уже упоминавшейся ранее работе Н. Г. Басова, Б. М. Вула и Ю. М. Попова [17], помимо первого теоретического обоснования возможности создания квантовых генераторов на полупроводниках, содержится итог предварительных исследований, проводившихся с начала 1958 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР.

<sup>1</sup> В настоящее время созданы лазеры на монокристаллах с использованием мощной монохроматической накачки и газодинамические лазеры, к.п.д. которых достигает 40%.

Для облегчения анализа этой и последующих работ целесообразно параллельно с их разбором напомнить основы физических процессов, протекающих в лазерах на полупроводниках.

В соответствии с квантовой теорией электроны твердого тела могут занимать широкие энергетические полосы (зоны), состоящие из непрерывно расположенных энергетических уровней. Нижняя полоса, называемая валентной зоной, отделена от верхней, называемой зоной проводимости, полосой запрещенных энергетических уровней — запрещенной зоной. Чтобы обеспечить проводимость электрического тока, в твердом теле должно существовать определенное количество электронов в зоне проводимости; в полупроводнике же электронов проводимости очень мало. Распределение электронов по энергетическим уровням описывается функцией Ферми: каждый уровень в соответствии с принципом Паули занят двумя электронами, электроны располагаются в полосе энергий порядка энергии теплового движения  $kT$ ; вероятность найти электрон за интервалом  $kT$  быстро падает с повышением энергетического уровня.

Обычно в полупроводнике энергия теплового движения электронов значительно меньше ширины запрещенной зоны  $\Delta\epsilon$ , которая колеблется от  $(1-2) \cdot 10^{-3}$  эв до  $1-3$  эв; такой полупроводник является изолятором: электроны заполняют все энергетические уровни валентной зоны, в то время как уровни зоны проводимости практически свободны. Если температура полупроводника достаточно высока, то под действием тепловых колебаний кристаллической решетки отдельные электроны могут перескочить из валентной зоны в зону проводимости, оставив при этом в валентной зоне пустое место — дырку, полностью эквивалентную положительно заряженной частице. Такие электроны и дырки (так называемые электронно-дырочные пары) в равной степени выполняют роль носителей электрического тока в полупроводнике. Образование пар возможно и при определенных внешних воздействиях, например, под действием облучения полупроводника светом.

Если энергия кванта света больше ширины запрещенной зоны ( $h\nu > \Delta\epsilon$ ), то возможны два равновероятных процесса. Во-первых, может произойти резонансное поглощение кванта с образованием электронно-дырочной пары с разностью энергий  $\epsilon_s - \epsilon_d$ , равной энергии кванта. Во-вторых, обратный процесс, заключающийся в том, что под действием кванта света электрон проводимости может возвратиться обратно на незаполненный уровень валентной зоны. Произойдет процесс рекомбинации электрона с энергией  $\epsilon_s$ , и дырки с энергией  $\epsilon_d$ . При этом будет излучен квант света, частота, направление распространения и поляризация которого тождественны соответствующим характеристикам кванта, вызвавшего рекомбинацию, т. е. произойдет когерентное индуцированное излучение, лежащее в основе всех квантовых приборов.

Рекомбинация электронно-дырочной пары с излучением света может произойти и в отсутствие вынуждающего кванта — спонтан-

ное излучение. В обычных условиях термодинамического равновесия вблизи верхнего края валентной зоны всегда больше электронов, чем дырок, вследствие чего общее число актов поглощения преобладает над числом актов излучения; такой полупроводник способен лишь поглощать падающие на него кванты света.

Для того чтобы заставить полупроводник усиливать электромагнитные волны за счет индуцированного излучения, необходимо, как мы уже знаем, создать инверсию населенностей. Нарушить распределение внутри зоны чрезвычайно трудно, так как из-за сильного взаимодействия между электронами и решеткой полупроводника оно восстанавливается очень быстро (за время  $10^{-10}$  —  $10^{-12}$  сек). Значительно проще нарушить термодинамическое равновесие между зонами. Это будет достигнуто, если электроны плотно заполнят нижнюю область (дно) зоны проводимости  $\epsilon_c$ , а дырки плотно заполнят верхнюю область (потолок) валентной зоны  $\epsilon_v$ . Такое состояние полупроводника называется вырожденным, а наивысший уровень энергии  $\mu_c$ , до которого электроны плотно заполняют зону проводимости, называется квазиуровнем Ферми для электронов проводимости. Соответственно существует уровень энергии  $\mu_v$ , называемый квазиуровнем Ферми для дырок и расположенный в валентной зоне. Ясно, что чем больше вырождение полупроводника, тем выше уровень  $\mu_c$  и ниже уровень  $\mu_v$  (если вырождены одновременно и электроны, и дырки). В этом случае выполняется неравенство, адекватное условию инверсной населенности

$$\mu_c - \mu_v > \Delta\epsilon, \quad (V.2)$$

и полупроводник может усиливать свет, энергия фотонов которого лежит в интервале от  $h\nu_{\max} = \mu_c - \mu_v$  до  $h\nu_{\min} = \Delta\epsilon$ .

Если вырожденный полупроводник поместить между отражающими зеркалами, то при выполнении условия самовозбуждения с каждым проходом фотонов от одного зеркала до другого полоса частот генерируемых фотонов будет резко сужаться благодаря рассмотренным в предыдущих главах свойствам индуцированного излучения.

Специфической особенностью полупроводника является возможность заполнения определенной области его зоны проводимости электронами, т. е. возможность создания вырождения электронов, путем введения в кристалл специально подобранных атомов примеси (доноров); вырождение дырок достигается введением примесных атомов других элементов (акцепторов). При этом доноры, легко отдающие электроны зоне проводимости, образуют уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости, а акцепторы, легко принимающие электроны из валентной зоны, образуют энергетические уровни вблизи потолка этой зоны. Введением донорных примесей создается полупроводник *n*-типа, введением акцепторных — полупроводник *p*-типа. Ясно, что вводить в один и тот же объем кристалла сразу оба типа примесей бесполезно, так как все лишние

электроны и дырки будут мгновенно рекомбинировать, что приведет к очень быстрому восстановлению термодинамического равновесия.

При достаточном количестве примесных атомов того или иного вида в полупроводнике могут оказаться вырожденными либо электроны, либо дырки. Импульсный метод создания состояния с отрицательной температурой за счет заброса носителей тока в такого рода полупроводнике и рассматривался в уже упоминавшейся работе Басова, Вула, Попова [17]. «Для осуществления полупроводниковых генераторов и усилителей необходимо получить такое распределение электронов (дырок) в зоне проводимости (валентной зоне), когда эффективная температура электронов проводимости (дырок) по отношению к ионизованным донорам (акцепторам) является отрицательной. Такой полупроводник обладает отрицательными потерями на частоте переходов электронов (дырок) из зоны проводимости (валентной зоны) на примесный уровень. Поэтому при облучении находящегося в указанном выше состоянии полупроводника электромагнитной волной можно получить усиление этой волны за счет квантов индуцированного испускания. Более того, при выполнении некоторых условий (условий самовозбуждения) такой прибор может работать как генератор. Для получения отрицательных температур предлагается использовать механизм ионизации примесей полупроводникового образца, находящегося при низкой температуре, под действием импульса электрического поля» [17, стр. 587].

Кроме принципиального обоснования возможности создания квантовых приборов на полупроводниках, в цитируемой работе удалось установить некоторые общие физические требования, выполнение которых необходимо для получения квантовой генерации и усиления в полупроводниках. Так, например, было выяснено, что полупроводниковые лазеры легче возбудить при низких температурах.

Наиболее важное требование, сформулированное Басовым, Вулом и Поповым, заключается в следующем. В предлагавшемся ими импульсном методе создания инверсной населенности электроны (дырки) под действием импульса электрического поля приобретают энергию, значительно превышающую их тепловую энергию, и «расползаются» по многим уровням соответствующих зон. Поэтому после снятия импульса носители электрического тока в полупроводнике за некоторое время  $\tau_1$  займут вследствие релаксационных процессов граничные уровни соответствующих зон (электроны опустятся на дно зоны проводимости, дырки поднимутся к потолку валентной зоны).

С другой стороны, электроны и дырки могут, не успев заполнить граничные уровни зон, спонтанно рекомбинировать, т. е. преждевременно отдать свою избыточную энергию в течение некоторого времени  $\tau_2$ . Для образования инверсной населенности (отрицательной температуры) необходимо, чтобы возбужденные электроны и дырки, не успев рекомбинировать, скопились у границ соответствующей

щих зон и плотно заполнили там все уровни. Иными словами, для квантового усиления и генерации в полупроводниках необходимо, чтобы  $\tau_1$  было меньше, чем  $\tau_2$ . На это важнейшее для работы полупроводниковых лазеров условие и было указано в рассматриваемой работе: «Состояние с отрицательной температурой будет сохраняться в течение времени релаксации электронов (дырок) с вакантными примесными уровнями. При содержании примесей, достаточно малом по сравнению с числом атомов решетки кристалла, время жизни электронов проводимости (дырок валентной зоны)  $\tau_2$  значительно больше времени  $\tau_1$  между столкновениями электронов (дырок) с решеткой... Принцип действия квантовомеханических полупроводниковых генераторов и усилителей, использующих электронные переходы между двумя различными зонами, не будет отличаться от рассмотренного выше, так как и в этом случае существует два характерных времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$ » [17, стр. 588]. (Теоретическому рассмотрению этого вопроса посвящена работа [44]).

Итак, в предложенном Басовым, Вулом и Поповым импульсным методе получения инверсной населенности в полупроводниках важнейшими условиями являются: большие времена жизни возбужденных носителей тока, высокие плотности последних и низкие температуры образца (см. также [18]).

Дальнейшие исследования показали, что высокие плотности электронов (дырок), которые необходимо забросить в зону проводимости (валентную зону), требуют приложения к образцу импульса значительной энергии, что вызывает чрезмерный разогрев образца [18], а это в свою очередь препятствует концентрации носителей вблизи края соответствующей зоны. Стало ясно, что указанное обстоятельство, а также сильные ограничения в выборе подходящего полупроводника создадут значительные трудности при реализации импульсного метода образования инверсной населенности. Вместе с тем значение рассматриваемой пионерской работы Басова, Вула и Попова в деле конструирования полупроводниковых лазеров трудно переоценить, так как в ней была обоснована возможность создания полупроводниковых квантовых генераторов и усилителей уже в то время, когда еще не существовало ни рубиновых, ни газовых лазеров.

Несколько позже Б. Лэкс [45] предложил для создания отрицательной температуры применить метод оптической накачки в полупроводнике, находящемся в сильном магнитном поле, с использованием переходов между неэквидистантными уровнями Ландау. И хотя в связи со сравнительно малыми временами релаксации неравновесных носителей тока на этих уровнях оказалось затруднительным поддерживать таким путем состояние с отрицательной температурой, идея Лэкса снова привлекла внимание к полупроводниковым материалам.

Тем временем в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР продолжались исследования, направленные на облегчение условий создания отрицательной температуры в полупроводниках.

Ряд работ был посвящен исследованиям не прямых переходов. Существуют кристаллы с прямыми переходами (для них-то и необходимо выполнение условия (V.2)) и кристаллы с непрямыми переходами, для которых, как установили в 1960 г. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин и Ю. М. Попов [46, 47], условие инверсии населенности может быть несколько облегчено. Различие между этими двумя типами полупроводниковых кристаллов состоит в следующем. Электроны и дырки, расположенные вблизи краев соответствующих зон, ведут себя как практически свободные частицы, а следовательно, должны подчиняться как закону сохранения энергии, так и закону сохранения импульса. Энергия таких электронов и дырок — квадратичная функция импульса, т. е. зависимость энергии электронов и энергии дырок от величины их импульсов имеет вид двух смотрящих в разные стороны парабол, вершины которых расположены на краях соответствующих зон.

У некоторых полупроводников (антимонад индия  $\text{InSb}$ , арсенид галлия  $\text{GaAs}$  и др.) вершины парабол, т. е. минимумы энергии электронов в зоне проводимости и максимумы энергии дырок в валентной зоне, находятся точно одна под другой (напомним, что речь идет о пространстве импульсов). В таких полупроводниках и могут иметь место так называемые прямые, или вертикальные, переходы: электрон рекомбинирует с дыркой практически равного импульса с излучением кванта света (фотона). Однако существует большой класс полупроводников (германий  $\text{Ge}$ , кремний  $\text{Si}$  и др.), у которых вершины парабол сдвинуты одна относительно другой. В этом случае рекомбинация электрона и дырки должна сопровождаться не только излучением фотона, но и изменением колебательного состояния решетки, уносящей определенную порцию энергии  $h\nu_{\text{зв}}$  (фонон)<sup>1</sup>; излучение фонона должно компенсировать изменение импульса. Обратный процесс, процесс образования электрона и дырки, естественно, должен сопровождаться как поглощением фотона, так и поглощением фонона.

Такие переходы получили название не прямых переходов. Для кристаллов с непрямыми переходами условие инверсии населенностей принимает вид

$$\mu_{\text{э}} - \mu_{\text{д}} > \Delta\varepsilon - h\nu_{\text{зв}}, \quad (\text{V.3})$$

где  $h\nu_{\text{зв}}$  — фонон.

В работах [46, 47] Басов, Крохин и Попов показали, что для не прямых переходов инверсия населенностей может быть получена при значительно более низкой концентрации электронов и дырок по сравнению с полупроводниками, которым присущи прямые переходы. Это приводит к тому, что при не прямых переходах нет необходимости достигать состояния вырождения.

<sup>1</sup> Колебания решетки в данном процессе распространяются с относительно малой скоростью, равной скорости распространения звука в кристалле ( $\sim 10^6$  см/сек).

Сказанное выше объясняется тем, что при непрямах переходах вероятность индуцированного излучения может значительно превзойти вероятность резонансного поглощения. В самом деле, вероятность последнего пропорциональна числу фононов в решетке кристалла. Понижая температуру образца, можно сколь угодно сильно уменьшить число фононов и тем самым уменьшить вероятность резонансного поглощения. Именно это и обосновывается в работе [46].

Указав, что при непрямах переходах индуцированное излучение происходит при одновременном испускании фотона и фонона, авторы продолжают: «Обратным процессом по отношению к указанному является одновременное поглощение фотона и фонона. Поэтому в образце, находящемся при достаточно низкой температуре, когда в решетке практически отсутствуют необходимые для поглощения фононы, не будет поглощаться наиболее длинноволновое излучение, и для такого излучения образец будет практически прозрачен. Если каким-либо механизмом (оптическая подсветка, внешнее электрическое поле и т.д.) увеличить концентрацию носителей по сравнению с равновесной, то при некоторых условиях может возникнуть отрицательная температура по отношению к рассматриваемому переходу. Оценки показывают, что для возникновения отрицательной температуры должно быть выполнено неравенство

$$\omega_r/\omega_f < \frac{T_{\text{eff}}}{T},$$

где  $\omega_r$  и  $\omega_f$  — частоты фотона и фонона;  $T$  — температура образца;  $T_{\text{eff}}$  — эффективная температура, определяющая заполнение уровней зоны проводимости по отношению к уровням валентной зоны. Например, в германии  $\omega_r/\omega_f \sim 25$ , т. е.  $\frac{T_{\text{eff}}}{T} > 25$ , что, по видимому, выполнимо в случае образца, охлажденного до гелиевых температур, если использовать для возбуждения существующие в настоящее время источники излучения или внешнее электрическое поле» [46, стр. 1486].

Предложенный в [46] способ получения инверсной населенности при непрямах переходах был развит теми же авторами в работе [47]: в случае непрямах переходов «требуются сравнительно небольшие плотности возбужденных носителей». В заключении статьи указывается: «Низкие концентрации носителей позволяют надеяться на возможность получения отрицательных температур в полупроводниковых образцах не только в импульсном, но и в непрерывном режиме работы» [47, стр. 1208].

Рассмотрению возможностей наблюдения индуцированного излучения при прямых и непрямах переходах в полупроводниках посвящена также работа [48], вышедшая в конце 1961 г. в США.

В этой работе обосновывается условие получения состояния с инверсной населенностью, совпадающее с условием, сформулирован-

ным Басовым, Крохиным и Поповым: в возбужденном состоянии разность энергий квазиуровней Ферми для электронов и дырок должна быть больше энергии излучаемого фотона; отмечается, что все виды потерь должны быть малы по сравнению с усилением за счет индуцированного излучения. В качестве рабочих веществ для квантовых генераторов в [48] рекомендуется использовать кристаллы антимонада индия и арсенида индия (прямой переход: зона проводимости — валентная зона; метод возбуждения — оптическая накачка), кристаллы чистого германия (непрямой переход между теми же зонами), кристаллы германия с примесью цинка и кремния с примесью индия (переход: примесный уровень — валентная зона).

Несмотря на то, что для непрямых переходов требуются меньшие концентрации электронов и дырок, полупроводниковые лазеры, насколько нам известно, на них еще не созданы. По-видимому, это объясняется тем, что «в случае непрямых переходов для усиления недостаточно иметь отрицательную температуру, нужно, чтобы вероятность междозонных переходов была больше, чем внутрizonных переходов» [49, стр. 591], так как в этом случае нельзя пренебречь внутрizonными переходами, как это можно сделать в случае прямых переходов.

До сих пор шла речь о создании инверсной населенности в полупроводниках с однотипной проводимостью. В начале 1961 г. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов [50] предложили новый метод образования инверсной населенности с использованием двух частей полупроводника с различного типа проводимостью — метод инжекции электронов и дырок через  $p-n$ -переход.

Возможность квантового усиления света, основанная на указанном методе, была предсказана Джоном фон Нейманом еще в 1953 г., т. е. до создания первого лазера. К сожалению, работа «Заметки о методе неравновесного усиления фотонов» не была опубликована и обнаружена Дж. Бардиным [51] после смерти Дж. фон Неймана (1957 г.) в его бумагах. (Краткое изложение этой работы увидело свет лишь в 1963 г. [51, 52].)

§ Суть метода инжекции электронов и дырок через  $p-n$ -переход заключается в следующем. Если приложить друг к другу выровненные полупроводники с различного типа проводимостью (в плоскости их соединения образуется так называемый  $p-n$ -переход) и приложить к переходу электрическое напряжение в прямом направлении (положительный полюс источника присоединить к полупроводнику  $p$ -типа, отрицательный — к полупроводнику  $n$ -типа), то потенциальный барьер, присущий  $p-n$ -переходу, уменьшится, электроны и дырки потекут друг другу навстречу и произойдет инжекция (впрыскивание) неосновных носителей заряда в  $p$ - и  $n$ -области. В узком слое (несколько микрон) вблизи  $p-n$ -перехода возникает инверсная населенность, т. е. будет выполняться условие (V.2). Иными словами, в узком слое кристалла возникнет высокая концентрация электронов и дырок, которые, рекомбинируя

друг с другом, будут излучать кванты света и тем самым усиливать электромагнитную волну, если последняя распространяется в плоскости  $p - n$ -перехода и имеет соответствующую длину волны. На место исчезнувших носителей тока из внешнего источника придут новые, благодаря чему обеспечивается непрерывный ток в цепи, и система в целом оказывается способной усиливать электромагнитное излучение путем индуцированной рекомбинации.

Для осуществления генерации надо в такую систему ввести обратную связь, т. е. поместить кристалл в резонатор, роль которого в твердотельном и газовом лазерах играли два плоскопараллельных (в простейшем случае) зеркала. Вследствие большой диэлектрической постоянной полупроводников в описываемом генераторе резонатором может служить сам образец, так как отполированная граница раздела диэлектрик — воздух способна отражать около 30% излучения.

Обосновывая новый метод создания отрицательной температуры в полупроводниковых материалах, Басов, Крохин и Попов пишут: «При приложении к  $p - n$ -переходу в полупроводнике напряжения в прямом направлении вследствие уменьшения потенциального барьера, образованного пространственным зарядом в  $p - n$ -переходе, вблизи него возникает концентрация неосновных носителей тока. Максимальная концентрация этих носителей соответствует полному снятию потенциального барьера внешним полем и по порядку величины равна их концентрации в той части кристалла, где они являются основными (мы считаем  $p - n$ -переход резким). Отрицательная температура в междозонных переходах возникает только в том случае, когда квазиуровни Ферми, соответствующие неравновесным концентрациям электронов и дырок, удовлетворяют следующему условию:

$$\mu_e + \mu_p > \Delta,$$

где  $\mu_e$  и  $\mu_p$  — квазиуровни Ферми для электронов и дырок;  $\Delta$  — ширина запрещенной зоны» [50, стр. 1879].

Далее указывается, что выполнение этого условия необходимо, чтобы по крайней мере в одной части  $p - n$ -перехода носители тока были вырождены, т. е. необходим туннельный диод, к которому должно быть приложено внешнее напряжение  $U \geq \Delta/e$ , где  $\Delta$  — по-прежнему ширина запрещенной зоны, а  $e$  — заряд электрона. Из анализа формулы для диффузной составляющей вольтамперной характеристики туннельного диода авторы делают вывод о возможности получения «состояния с отрицательной температурой в стационарном режиме», т. е. о возможности возбуждения полупроводникового генератора постоянным током. Вместе с тем авторы отмечают,<sup>1</sup> что «... отрицательный коэффициент поглощения вследствие наличия различных механизмов абсорбции излучения в полупроводнике возникает при сравнительно больших ( $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) неравновесных концентрациях неосновных носителей, что делает

невозможной работу при очень малых значениях плотности тока» [50, стр. 1880].

Вычислению величин  $\bar{n}$  концентраций инжектированных электронов, приводящих к инверсному распределению в вырожденных полупроводниках (в частности, для силиция и германия), посвящена работа Э. И. Адировича и Е. М. Кузнецовой [53], в которой также делается вывод о необходимости работы при больших плотностях тока.

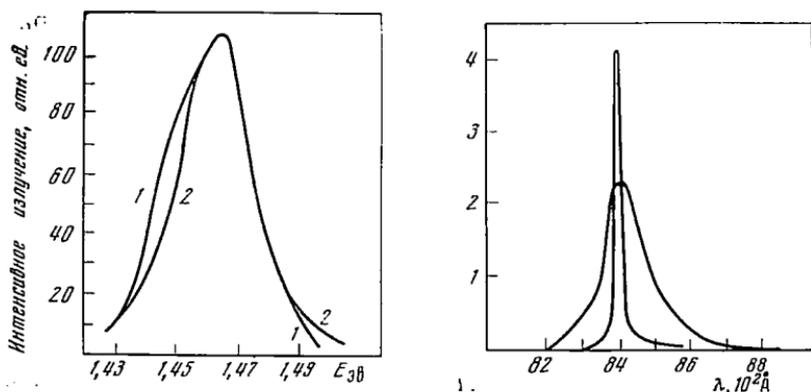
Последнее утверждение, высказанное в [50, 53], нашло экспериментальное подтверждение. Рекомбинационное излучение  $p-n$ -переходами в вырожденном германии наблюдалось Дж. Панковым [54]. Переменное напряжение с частотой 13  $\mu\text{ц}$  прикладывалось к туннельному диоду из германия, находящемуся при температуре  $77^\circ\text{К}$ . Автор предполагает, что наблюдавшееся в эксперименте рекомбинационное излучение соответствует излучательному переходу из зоны проводимости в валентную зону. Однако эксперимент проводился при относительно малых плотностях тока через  $p-n$ -переход, недостаточных для образования состояний с отрицательной температурой.

Рекомбинационное излучение при инъекции носителей через  $p-n$ -переход в антимониде индия наблюдалось Б. М. Вулом, А. П. Шотовым и В. С. Багаевым [55]. В их экспериментах инъекция носителей тока осуществлялась при подаче на туннельный диод импульсов тока в прямом направлении. Максимальная плотность тока превышала  $10^5 \text{ а/см}^2$ . Во избежание перегрева использовались импульсы длительностью 3  $\mu\text{сек}$  с частотой повторения 50  $\mu\text{ц}$ . Концентрации инжектированных носителей при достигнутых плотностях тока, как показывают оценки, превышали  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Излучение наблюдалось в направлении, параллельном переходу при температуре  $77^\circ\text{К}$ » [55, стр. 3677]. В конце работы авторы высказывают предположение, что в условиях их экспериментов (большие плотности тока) «...можно ожидать инверсное заполнение энергетических уровней». Однако тот факт, что даже при максимальных в эксперименте плотностях тока, авторами не было зафиксировано никакого сужения ширины линии рекомбинационного излучения, свидетельствует о том, что они работали с плотностями тока, недостаточными для наблюдения в антимониде индия индуцированного излучения.

Аналогичный результат был получен Р. Кейесом и Т. Квистом [56], изучавшими рекомбинационное излучение при инъекции через  $p-n$ -переход в диоде из арсенида галлия, но работавшими также при плотностях тока ниже пороговых значений (максимальная плотность тока  $2,5 \cdot 10^3 \text{ а/см}^2$ ).

Некоторое сужение линии рекомбинационного излучения при увеличении плотности тока впервые удалось наблюдать Д. Н. Наследову, А. А. Рогачеву, С. М. Рывкину и Б. В. Царенкову [57] (Физико-технический институт им А. Ф. Иоффе в г. Ленинграде), исследовавших спектр собственного рекомбинационного излучения

арсенида галлия при инъекции через  $p-n$ -переход. Измерения проводились при температуре  $77^\circ\text{K}$ , максимальная плотность тока  $2 \cdot 10^3 \text{ а/см}^2$  (рис. V.3). В качестве одной из возможных причин, объясняющих сужение ширины линии, авторы указали на образование в их экспериментах инверсной населенности при увеличении плотности тока: «...при больших плотностях тока в  $n-p$ -переходе может создаться обратное заполнение зон, при котором нижние состояния зоны проводимости заполнены с большей вероятностью, чем верхние состояния валентной зоны, — так называемое состояние с отрицательной температурой. Возможность получения такого



V.3. Спектральное распределение собственного рекомбинационного излучения арсенида галлия при  $77^\circ\text{K}$  (рисунок взят из работы [57])

1 — плотность тока  $10 \text{ а/см}^2$ ; 2 — плотность тока  $1,5 \cdot 10^3 \text{ а/см}^2$

V.4. Спектральное распределение излучения диода L-69 в случаях выше и ниже порогового выачения (масштабы по вертикали различны, рисунок взят из работы [58])

распределения носителей в  $n-p$ -переходе обсуждалась в работах (дается ссылка на [50, 53].— И. Д.). Обратному заполнению краев зон соответствует отрицательный коэффициент оптического поглощения. Кванты света с энергией, равной или несколько большей ширины запрещенной зоны, будут вызывать переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону (индуцированная рекомбинация), благодаря чему количество фотонов увеличивается. Такое усиление будет особенно эффективно в области наибольшего отрицательного коэффициента поглощения, что должно привести к сужению максимума излучения» [57, стр. 1064].

Рассматриваемая работа внесла серьезный вклад в дело создания полупроводниковых лазеров на  $p-n$ -переходе. Во-первых, некоторое сужение линии рекомбинационного излучения, обнаруженное при увеличении тока через кристалл, доказывало принципиальную возможность осуществления квантовых генераторов на  $p-n$ -переходе. Во-вторых, в ней впервые в этом плане исследовался крис-

талл арсенида галлия<sup>1</sup>, отличающийся большой вероятностью излучательных переходов.

Именно на арсениде галлия в конце 1962 г. удалось осуществить первые генераторы когерентного инфракрасного излучения (8420 Å) на  $p-n$ -переходе при возбуждении импульсами тока длительностью 0,1—10 мксек. Сообщения об этом были сделаны практически одновременно Р. Холлом, Г. Феннером и др. [58], М. Натаном, В. Думке и др. [59], Т. Квистом, Б. Лэксом и др. [60] и несколькими месяцами позже — В. С. Багаевым, Н. Г. Басовым, Б. М. Вулом и др. [61]. Во всех этих работах был применен метод создания инверсной населенности путем инжекции электронов и дырок через  $p-n$ -переход, предложенный в разобранный выше работе Басова, Крохина, Попова [50], а в качестве рабочего вещества использовался арсенид галлия<sup>2</sup>. (Однако, как это ни странно, в первом из указанных сообщений не даны ссылки на работы [50] и [57], упоминаются лишь работы [48] и [56], что и послужило поводом для их сравнительно подробного освещения в настоящей работе.)

Если некоторое (постепенное) сужение ширины линии излучения с увеличением тока через кристалл свидетельствует о появлении инверсной населенности, приводящей к усилению излучения, распространяющегося вдоль плоскости  $p-n$ -перехода [57], то вхождение системы в режим генерации (при достижении порогового значения плотности тока) сопровождается резкими изменениями характера рекомбинационного излучения, наблюдавшимися впервые Холлом и др. «Наблюдалось когерентное инфракрасное излучение из  $p-n$ -перехода в  $\text{GaAs}$ , находящегося под напряжением в прямом направлении. Доказательствами этого являются остронаправленная диаграмма излучения света, наличие порогового значения тока, выше которого интенсивность луча быстро возрастает и происходит резкое сужение спектра луча» [58, стр. 366]. Обратная связь, необходимая для установления режима генерации, осуществлялась путем отражения индуцированного излучения от хорошо отполированных противоположащих граней кристалла, строго параллельных друг другу и перпендикулярных к плоскости  $p-n$ -перехода. Эти отполированные грани в полупроводнике играют роль зеркал объемного резонатора открытого типа (две другие боковые грани образца были скошены под некоторым углом с целью срыва генерации, могущей возникнуть в перпендикулярном направлении). Диоды, имевшие форму, близкую к кубической, с линейными размерами порядка 0,4 мм в эксперименте погружались в жидкий азот (77° К). Напряжение в прямом направлении в виде импульсов

<sup>1</sup> Работа [56], в которой также исследовался арсенид галлия, была опубликована спустя полгода.

<sup>2</sup> За фундаментальные исследования, приведшие к созданию полупроводниковых квантовых генераторов, Б. М. Вулу, О. Н. Крохину, Ю. М. Попову, А. П. Шотову, С. Н. Рывкину, Д. Н. Наследову, А. А. Рогачеву и Б. В. Царенкову была присуждена Ленинская премия 1964 г.

длительностью от 5 до 20 мксек подводилось к верхней и нижней граням образца. Плоскость  $p-n$ -перехода была расположена вблизи середины образца из монокристалла арсенида галлия (верхняя половина куба — полупроводник  $p-n$ -типа, нижняя —  $n$ -типа).

В этой работе приведены графики спектрального распределения интенсивности излучения (длина волны 8420 Å) при различных значениях плотности тока, в частности, ниже и выше порогового значения (см. рис. V.4). Как следует из графиков, при малых токах ширина линии рекомбинационного излучения составляет 125 Å, что находится в полном соответствии с ранее выполнявшимися экспериментами с GaAs [56, 57], а интенсивность излучения растет линейно с ростом тока. При некотором пороговом значении плотности тока, которая в рассматриваемой работе «...составляла примерно  $8500 \text{ а/см}^2$ , интенсивность начинала возрастать очень сильно, достигая при  $20\,000 \text{ а/см}^2$  величины, в десять раз большей, чем можно было ожидать, исходя из экстраполяции зависимости, имеющей место при малых плотностях тока. Подобного рода токовый порог свидетельствует о появлении индуцированного излучения» [58, стр. 367]. И чуть ниже: «Как только ток, увеличиваясь, переходит пороговое значение, ширина спектра резко падает до 15 Å, что опять-таки указывает на появление индуцированного излучения».

В работе [58] проведены также фотографии с изображением максимумов и минимумов, «...связанных с интерференцией между волнами, исходящими из различных точек перехода, расположенных на передней грани куба; их наличие говорит о существовании определенных фазовых соотношений, т. е. о когерентности излученного света» [58, стр. 366].

В заключении этой статьи авторы отмечают: «Хотя индуцированное излучение наблюдалось во многих системах, это первый случай прямого преобразования электрической энергии в когерентное инфракрасное излучение, осуществленное с помощью устройства на твердом теле. Это также первая модель лазера, где излучение происходит за счет переходов между энергетическими зонами, а не между отдельными атомными уровнями».

Об экспериментальном наблюдении эффекта резкого сужения спектральной линии излучения в GaAs (до 2 Å) при пропускании тока в  $10^4$ — $10^5 \text{ а/см}^2$  сообщалось также в работе [59]. Переход  $p-n$  был изготовлен путем диффузии цинка в GaAs, легированный теллуром. Диоды также помещались в жидкий азот и через них пропускался ток, длительность импульсов которого была около 50 нсек. Авторы считают, что наблюдавшаяся ими линия индуцированного излучения обусловлена переходами между зоной проводимости и акцепторными уровнями цинка, в подтверждение чего в статье проводится теоретическая оценка числа фотонов в одном типе электромагнитного колебания резонатора. При этом указывается, что квантовый выход этого эффекта близок к 100%.

В работе [60] исследовалось индуцированное излучение диода аналогичной конструкции при двух температурных режимах. При температуре  $77^\circ \text{K}$  было зафиксировано пороговое значение тока около  $90a$  при плотности тока в  $10^4 \text{ a/cm}^2$ , при превышении которых начиналось резкое увеличение излучения с торца диода и сужение испускавшейся линии приблизительно от  $175$  до  $30 \text{ \AA}$ . При температуре  $4,2^\circ \text{K}$  пороговое значение уменьшалось в  $15$  раз ( $6a$  при плотности  $700 \text{ a/cm}^2$ ) и наблюдалось дальнейшее сужение линии приблизительно от  $100$  до менее чем  $5 \text{ \AA}$ .

В [61] при работе с диодом из арсенида галлия аналогичной описанной выше конструкции минимальная ширина линии когерентного излучения, измеренная с помощью интерферометра Фабри-Перо, составила величину около  $1 \text{ \AA}$  при превышении пороговой плотности тока порядка  $10^4 \text{ a/cm}^2$ . В этих экспериментах диод из арсенида галлия также находился при температуре  $77^\circ \text{K}$ . «Инжекция неосновных носителей через  $p-n$ -переход осуществлялась путем подачи импульсов тока в прямом направлении. Длительность импульсов была меньше  $3 \text{ мксек}$  с частотой повторения  $50 \text{ гц}$ » [61, стр. 277]. Здесь же приведены графики спектрального распределения интенсивности линии, демонстрирующие резкое сужение линии излучения и увеличение ее интенсивности при плотностях тока выше  $10^4 \text{ a/cm}^2$ . Область свечения кристалла наблюдалась при помощи инфракрасного микроскопа (соответствующие фотографии помещены в статье). «При достижении плотности тока, соответствующей началу генерации, резко увеличивалась яркость определенной области кристалла. Ширина светящейся области около  $10-15 \text{ мкм}$ . Отметим, что при увеличении плотности тока ширина генерирующей области уменьшается, что, по-видимому, связано с появлением процессов индуцированной рекомбинации, которая происходит в области, меньшей первоначальной длины диффузии. В некоторых образцах нами наблюдалось одновременное свечение двух переходов, плоскости которых были параллельны и отстояли друг от друга на расстоянии около  $30 \text{ мкм}$ » [61, стр. 278].

Независимо и одновременно с [58—60] Н. Голоньяк и др. [62] сообщили о получении вынужденного излучения в световом диапазоне ( $7100 \text{ \AA}$ ) на  $p-n$ -переходе в сплаве арсенида галлия и фосфида галлия. Диод погружался в жидкий азот ( $77^\circ \text{K}$ ) и возбуждался короткими импульсами тока длительностью от  $1$  до  $5 \text{ мксек}$ . Используемый в работе полупроводник позволял путем увеличения концентрации фосфида галлия в сплаве уменьшать длину волны когерентного излучения, так как при этом увеличивалась ширина запрещенной зоны. Из приведенных в [62] результатов экспериментов следует, что на сплаве арсенида и фосфида галлия можно создать полупроводниковый лазер на  $p-n$ -переходе, длина волны которого может быть выбрана в диапазоне от  $6200$  до  $8400 \text{ \AA}$ .

С 1963 г. началось создание лазеров на  $p-n$ -переходе и в других полупроводниковых материалах, использование которых еще больше расширило диапазон излучения инжекционных лазеров.

Однако наибольшее развитие получили лазеры на  $p-n$ -переходах в арсениде галлия. Благодаря целому ряду интересных особенностей инжекционный лазер на  $p-n$ -переходе составляет одно из ведущих направлений современных лазеров.

Наиболее важным свойством инжекционных лазеров является их высокий коэффициент полезного действия, который в принципе может быть сколь угодно близок к 100%. Это связано с двумя обстоятельствами: со спецификой полупроводника как квантовой системы, в которой из цикла работы можно практически исключить все лишние уровни, а главное, с тем, что в инжекционных лазерах происходит прямое преобразование электрической энергии в когерентное электромагнитное излучение в отличие от твердотельных и газовых лазеров, в работе которых обязательны промежуточные ступени в виде ламп накачки или высокочастотного разряда.

Еще одна интересная особенность инжекционных лазеров заключается в возможности прямой модуляции их излучения путем изменения величины электрического тока, проходящего через  $p-n$ -переход, что делает возможным их использование в связи и телевидении. Поскольку в режиме генерации время жизни носителей очень мало (менее  $10^{-11}$  сек), частота модуляции может быть чрезвычайно высокой ( $10^{10}$  гц). Это свойство приборов в сочетании с их миниатюрностью открывает новые возможности для создания на их основе сверхбыстродействующих схем (например, элементов сверхбыстродействующих счетно-решающих устройств). Кроме того, лазеры этого типа позволяют перекрыть широкий спектральный диапазон, а также осуществить обратное преобразование света в энергию постоянного электрического тока; последнее особенно ценно для связи в космосе.

Другое важное направление в современных полупроводниковых лазерах принадлежит лазерам с возбуждением при помощи пучка быстрых электронов. Метод образования отрицательных температур в полупроводниках под действием пучка быстрых электронов был предложен в 1961 г. Н. Г. Басовым, О. Н. Крохиным и Ю. М. Поповым [63, 64]. Результаты первых опытов [65] подтвердили возможность возбуждения полупроводника быстрыми электронами, а в начале 1964 г. такой генератор был создан [66].

Если пучок быстрых электронов направить на поверхность полупроводника, то электроны, легко проникнув в его толщу, образуют при столкновении с атомами кристалла электронно-дырочные пары. Опираясь на эксперименты и расчет [67, 68], можно сделать заключение, что на образование каждой электронно-дырочной пары тратится энергия, примерно в три раза превышающая ширину запрещенной зоны. Отдавая избыточную энергию атомам решетки, образовавшиеся электроны и дырки спускаются на уровни вблизи краев соответствующих зон. При энергии электронов, превышающей некоторое пороговое значение, образуется состояние с отрицательной температурой и создается возможность индукци-

рованной рекомбинации электронно-дырочных пар. Величина порогового значения зависит от времени жизни электронов и дырок.

В работе [66] сообщалось: «При облучении монокристалла CdS, помещенного на хладопроводе в гелиевом криостате, пучком электронов с энергией  $\sim 200$  кэв наблюдалось интенсивное излучение в зеленой части спектра с длиной волны 4966 Å. При увеличении плотности тока интенсивность свечения резко возрастала. При изменении плотности тока в 3 раза выше порогового интенсивность свечения увеличивалась на 2 порядка. Одновременно наблюдалось сужение линии излучения с 35 до 7 Å. Пороговый ток сильно зависел от качества кристаллов. Установка работала в импульсном режиме с длительностью импульсов тока 2 мксек и частотой в несколько десятков герц».

Полупроводниковые лазеры с возбуждением при помощи быстрых электронов способны иметь широкий диапазон излучения (до далекого ультрафиолета) и давать значительные мощности, хотя к.п.д. таких генераторов принципиально не может превзойти 30%.

## Выводы

1. Идеи и конкретные предложения по распространению нового метода генерации и усиления путем индуцированного излучения на субмиллиметровый и оптический диапазоны спектра были выдвинуты и всесторонне обсуждались начиная с 1958 г., главным образом, специалистами в области квантовой радиофизики, большинство из которых являлись создателями первенца квантовой электроники — молекулярного генератора:

Прохоров (СССР, 1958 г.) и Дике (США, 1958 г.) — предложение резонатора открытого типа;

Шавлов, Таунс (США, 1958 г.) — идея оптического мазера, элементы конструкции и теории, рассмотренные на примере газовой системы;

Басов, Вул, Попов (СССР, 1959 г.) — идея полупроводникового квантового генератора и усилителя.

2. Первый лазер создан летом 1960 г. Мейманом (США) — впервые в истории физики и, в частности оптики, было получено когерентное излучение в видимом диапазоне (красная линия — 0,7 мкм). При этом были использованы: резонатор открытого типа и трехуровневый метод возбуждения, предложенный еще в 1955 г. Басовым и Прохоровым, которые были детально рассмотрены в Таунсом и Шавловом (1958 г.). Рабочим веществом служил кристалл искусственного рубина, предложенный для этой цели Шавловым (1959 г.)

3. Газовый лазер сконструирован в конце 1960 г. Джаваном, Беннетом и Эрриотом (США) на смеси газов гелия и неона. Генератор с использованием столкновений атомов в двухкомпонентной

газовой смеси был предложен годом ранее одним из создателей прибора (Джаван).

Идея квантового усиления (1951 г.) и первые попытки ее осуществления в газовой среде (1957 г.) принадлежат Фабриканту, Вудыньскому и Бутаевой (СССР). Сообщения об этих работах появились в печати лишь в 1959 г.

4. Полупроводниковые лазеры созданы практически одновременно в США (конец 1962 г.) Холлом, Феннером и др., Натаном, Думке и др., Квистом, Лэксом и др., Голоньяком и др., и в СССР (1963 г.) Багаевым, Басовым, Вулом и др. Во всех конструкциях использовался метод образования инверсной населенности путем инъекции электронов и дырок через  $p-n$ -переход, предложенный Басовым, Крохиным и Поповым в 1961 г., а в качестве рабочего вещества применялся арсенид галлия. (Некоторое сужение линии рекомбинационного излучения при увеличении тока через кристалл этого вещества впервые обнаружено Наследовым, Рогачевым, Рывкиным и Царенковым в начале 1962 г.)

## ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

В основе существующих в настоящее время приборов квантовой электроники (мазеров и лазеров) лежат одни и те же физические принципы и идеи. При этом такие основные понятия, как индуцированное излучение и его когерентность вынуждающему излучению, а также условие инверсной населенности были сформулированы в начале нашего века, главным образом применительно к световым волнам. Между тем, исторически первыми были созданы квантовые приборы, работающие в сантиметровом радиодиапазоне (мазеры): молекулярный генератор (1954—1956 гг.) и квантовый парамагнитный усилитель (1956—1958 гг.). Лишь в 60-х годах появились основанные на том же принципе различные типы оптических квантовых генераторов (лазеров), выдвинувшие квантовую электронику на передний край современной науки.

В настоящей главе будет сделана попытка обосновать указанный ход истории квантовой электроники, т. е. будет показано, что развитие этой области физики от радиодиапазона к оптическому не является случайным. Одновременно мы попытаемся дать ответ на еще один важный для истории физики вопрос: почему первые квантовые приборы возникли лишь в середине 50-х годов, хотя в принципе могли быть созданы значительно раньше.

Вопрос о том, почему та или иная область науки и техники получила бурное развитие в данный конкретный исторический период и почему ее развитие шло именно таким, а не иным путем, является весьма общим и, пожалуй, одним из самых интересных в истории любой области естествознания и техники.

Применительно к истории квантовой электроники эта проблема может быть сформулирована следующим образом. Несмотря на то, что основные физические понятия, необходимые для создания квантовых приборов, были сформулированы в теоретической физике еще в начале века, квантовая электроника возникла лишь во второй половине 50-х — начале 60-х годов. При этом первый квантовый прибор — молекулярный генератор — был создан в сантиметровом радиодиапазоне, и только через пять лет (а для современных темпов развития науки и техники — это срок нема-

Таблица VI.1

## Зарождение основных физических понятий квантовой электроники

№	Содержание открытия	Автор	Предмет исследования	Год	Источник
1.	Теоретическое предсказание существования индуцированного излучения	А. Эйнштейн	Вывод (с новой точки зрения) формулы Планка для плотности равновесного излучения	1916	[2, гл. I]
2.	Указание на когерентность индуцированного излучения вынуждающему его излучению	А. Эйнштейн А. Эйнштейн, П. Эренфест	То же Квантовая теория равновесного излучения и рассеяния света	1916 1923	[2, гл. I] [5, гл. I]
3.	Квантовомеханическая теория индуцированного излучения и когерентности как основного свойства этого вида излучения	П. Дирак	Квантовомеханическая теория излучения	1927— 1930	[16, 17, гл. I]
4.	Условие обнаружения индуцированного излучения (условие инверсии) с указанием возможного пути реализации этого условия	Р. Ладенбург, Г. Копферман	Отрицательная дисперсия света в газовом разряде	1928	[1, гл. III]
		В. Фабрикант	Отрицательное поглощение света в газовом разряде	1939	[9, гл. III]
5.	Указание на возможность усиления света как на способ обнаружения индуцированного излучения	В. Фабрикант	То же	1939	[9, гл. III]

лый!) появился первый генератор когерентного света — рубиновый лазер. Не могла ли квантовая электроника возникнуть раньше, например, в период 30—40-х годов? И является ли путь ее развития — от радиодиапазона к оптическому — случайностью или же он представляет собой определенную закономерность развития квантовой электроники?

Избран следующий подход к решению указанной проблемы, представляющийся наиболее естественным и логичным. Это, во-первых, использование фактического материала истории квантовой электроники, т. е. результатов последовательного рассмотрения возникновения и развития основных физических понятий и идей квантовой электроники, а также истории создания самих квантовых приборов — мазеров и лазеров (перечисленное являлось объектом нашего исследования и составляет содержание всех предыдущих глав). Во-вторых, анализ задач, стоявших перед радиофизикой к началу 50-х годов, и отношение к ним в оптике тех лет и одновременно рассмотрение принципиальных и технических возможностей осуществления этих задач.

Основные результаты предшествующего исследования в части, необходимой для настоящего рассмотрения, могут быть сведены в табл. VI.1 и VI.2.

Таблица VI.2 Идея создания квантовых приборов и появление первых образцов мазеров и лазеров

№	Содержание открытия	Автор	Предмет исследования	Год	Источник
1	Идея молекулярного генератора и усилителя мощности	Ч. Таунс (Колумбийский ун-т, США)	Радиоспектроскопия газов и проблема укорочения длины волны	Май 1951	Доклад на симпозиуме по субмиллиметровым волнам в Иллинойском ун-те (должно Нетерктом от имени Таунса). Не опубликован. Ссылки в [37, гл. II, стр. 1451; 38, гл. II, стр. 40; 8, гл. I, стр. 336] Доклад на конференции по электронным лампам в Токио [41, гл. II, стр. 654] Доклад на Общесоюзной конференции по радиоспектроскопии. Не опубликован. Ссылки в [10, гл. III, стр. 48; 1, гл. VI, стр. 753] Доклад на Всесоюзном совещании по магнитным моментам ядер. Не опубликован. Ссылки в [20, гл. I, стр. 388] [5, гл. III] Доклад на конференции по электронным лампам в Оттаве. Не опубликован. Ссылки в [37, гл. II, стр. 1451] [40, гл. II]
			То же	1953	
		Н. Г. Басов, А. М. Прохоров (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР)	Проблема повышения разрешающей способности радиоспектроскопа	Май 1952	
			То же	Январь 1953	
			То же	1954	
2	Идея усиления электромагнитных волн в газах (оптический и радиодиапазон)	Дж. Вебер (Мерилендский ун-т США)	Теория микроволновых резонаторов, проблемы шумов и чувствительности усилителей	Июнь 1952	
			То же	Июнь 1953	
3	Идея фотонного усилителя на $p-n$ -переходе в полупроводниках	В. А. Фабрикант, М. М. Вудинский, Ф. А. Бутаева (Московский энергетический ин-т, СССР)	Поглощение света в газовом разряде	Июнь 1951	Авт. заявка, опубликованная в 1959 г. [32, гл. II]
4	Идея усиления электромагнитных волн в газах (оптический и радиодиапазон)	Дж. фон Нейман (США)	Рекомбинация электронов и дырок в полупроводниках	Сентябрь 1953	Аннотация статьи опубликована в 1963 г. [52, гл. V]
			Газовая радиоспектроскопия	1954—1956	[7, гл. III; 15, гл. III; 19, гл. III]
5	Создание первых образцов молекулярного генератора и усилителя мощности ( $\lambda = 1,25$ см), разработка теории стационарных процессов в приборе	Ч. Таунс, Дж. Гордон, Х. Цайгер, К. Шимода, Т. Ванг (Колумбийский ун-т, США) Н. Г. Басов, А. М. Прохоров (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР)	То же	1954—1956	[5, гл. III; 10, гл. III; 16, гл. III]
			Предложение создания малошумящего усилителя на твердом веществе, теория собственных шумов квантового усилителя	Н. Бломберг (Гарвардский ун-т, США) М. Стрендберг (Массачусетский технологический ин-т, США)	Радиоспектроскопия парамагнитных материалов
			То же	1957	[44, гл. IV; 45, гл. IV]

Таблица VI.2 (окончание)

№	Содержание открытия	Автор	Предмет исследования	Год	Источники
6	Создание первых образцов квантовых парамагнитных усилителей ( $\lambda = 3$ и $\lambda = 10$ см)	Х. Сквилл, Г. Фехер, Х. Зайдель (фирма «Белл телефон», США) Г. М. Зверев, Л. С. Кориненко, А. А. Маненков, А. М. Прохоров (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР)	Радиоспектроскопия парамагнитных материалов	1956	[19, гл. IV]
			То же	1958	[28, гл. IV]
7	Предложения о распространении нового метода генерации и усиления на более короткие волны (миллиметровые, субмиллиметровые вплоть до длин волн светового диапазона)	А. М. Прохоров (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР) Р. Динк (Пристон, США) Ч. Таунс, А. Шавлсв, (Колумбийский ун-т, США) Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР) Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР)	Квантовая радиофизика	1958	[4, гл. V]
			То же	1958	[6, гл. V]
			»	1958	[7, гл. V]
			»	1959	[17, гл. V]
			»	1960	[18, гл. V]
8	Создание первых образцов оптических квантовых генераторов рубинового ( $\lambda = 0,69$ мкм)  газового ( $\lambda = 1,15$ мкм)  полупроводникового $\lambda = 0,84$ мкм  $\lambda = 0,71$ мкм $\pm 0,1$ мкм  $\lambda = 0,84$ мкм	Т. Мейман (Лаборатория фирмы «Хьюз», США) А. Джаван, В. Беннет, Д. Эрриот (фирма «Белл телефон», США) Р. Холл, Г. Феннер и др. (Центральная исслед. электр. лаборатория, США) М. Натан, В. Думке и др. (фирма «IBM», США) Т. Квист, Б. Лэкс и др. (Массачусетский технологический ин-т, США) Н. Голонык и др. (фирмы «Дженерал электрик», США) Н. Г. Басов, Б. М. Вул, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов и др. (Физический ин-т им. П. Н. Лебедева АН СССР)	»	1960	[22, гл. V]
			»	1960	[34, гл. V]
			Физика полупроводников	1962	[58, гл. V]
			То же	1962	[59, гл. V]
			»	1962	[60, гл. V]
			»	1962	[62, гл. V]
			Квантовая радиофизика	1963	[61, гл. V]

Из приведенных таблиц, отражающих ход исторического развития физических идей и приборов квантовой электроники, с очевидностью следует:

а) Основные физические понятия (табл. VI.1) зародились в начале века и были сформулированы применительно к световому диапазону<sup>1</sup>.

б) До начала 50-х годов задача практического использования индуцированного излучения никем не ставилась.

в) Идея практического использования индуцированного излучения для генерации и усиления электромагнитных колебаний была выдвинута в начале 50-х годов радиофизиками, а именно специалистами в области газовой радиоспектроскопии (табл. VI. 2, п. 1).

Исключением являются два предложения, сделанные специалистами в других областях (табл. VI.2, пп. 2 и 3). Высказанные в них очень интересные идеи не смогли оказать влияния на создание квантовых приборов, так как были опубликованы слишком поздно.

г) Первые образцы квантовых приборов были созданы во второй половине 50-х годов в коротковолновой области радиодиапазона; их теоретическое и экспериментальное исследования были выполнены в радиоспектроскопических лабораториях (табл. VI. 2, пп. 4—6).

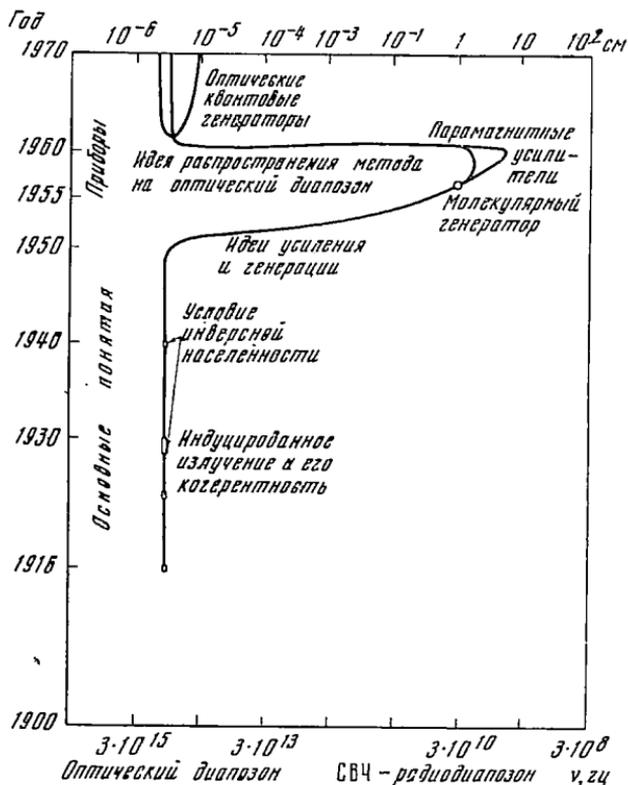
д) Предложения о распространении нового метода генерации и усиления на оптический диапазон и всесторонний анализ конкретных путей реализации этой идеи принадлежат также радиофизикам (табл. VI. 2, п. 7).

Таким образом, при последовательном рассмотрении истории квантовой электроники вырисовываются две взаимосвязанные закономерности. Первая: несмотря на то, что основные физические понятия, необходимые для создания квантовых приборов, были теоретически разработаны еще в начале века, квантовая электроника возникла лишь во второй половине 50-х — начале 60-х годов. Вторая: развитие этой новой области физики и техники шло от мазеров к лазерам, т. е. от радиодиапазона к оптическому, хотя основные физические понятия квантовой электроники были сформулированы применительно к световым волнам.

Эти закономерности не являются тривиальными. В самом деле, квантовые приборы, в частности газовые лазеры, могли быть созданы значительно раньше. Вот что по этому поводу сказал в своей Нобелевской лекции А. М. Прохоров: «Совершенно ясно, что если иметь все атомы в возбужденном состоянии, такая система будет усиливать излучение. Нет сомнения в том, что некоторые ученые понимали это еще до 1940 г., однако никто не указал, что можно создать генераторы света. Это может показаться удивительным, потому что уже до 1940 г. оптические квантовые генераторы в принципе могли быть созданы» [2, гл. V, стр. 600].

<sup>1</sup> Хотя выводы Эйнштейна относительно существования индуцированного излучения, несомненно, носят общий характер и касаются электромагнитного излучения вообще, тем не менее, в соответствующих работах и Эйнштейн, и Дирак говорят конкретно об излучении света.

Еще раз подчеркнем, что основные физические понятия квантовой электроники такие, как индуцированное излучение, его когерентность, условие инверсной населенности, были сформулированы применительно к световым волнам (табл. VI.1). Поэтому естественно было ожидать, что именно оптиков в первую очередь должна была заинтересовать проблема практического использования индуцированного излучения. В действительности же произошло



VI.1. Возникновение квантовой электроники (условная диаграмма)

обратное: первые квантовые приборы (мазеры) были созданы радиоспектроскопистами в коротковолновой области радиодиапазона. Более того, все предложения по распространению нового метода генерации и усиления на оптический диапазон длин волн были сделаны опять-таки радиофизиками, а не оптиками (несмотря на то что уже после создания мазеров в ряде оптических работ была достигнута инверсная населенность). Так, В. Беннет, один из создателей первого газового лазера, отмечает: «В действительности еще до успешного опыта с первым лазером на гелии и неоне сообщалось об инверсии заселенностей в некоторых других газовых смесях<sup>1</sup>;

<sup>1</sup> Здесь Беннет дает ссылки на [13—15, гл. V].— И. Д.

очевидно, вызывает удивление и то, что авторы указанных работ не сделали даже попытки осуществить генерацию» [2, стр. 58].

Итак, несмотря на кажущуюся противоречивость, квантовая электроника возникла во второй половине 50-х годов с создания генераторов и усилителей в коротковолновой области радиодиапазона (СВЧ) и лишь затем распространилась на оптический диапазон длин волн: от оптики (формулировка основных физических понятий) к радиодиапазону (создание мазеров) и снова к оптике (создание лазеров) (см. рис. VI.1). Чтобы разобраться в причинах такого хода развития квантовой электроники (своеобразная петля), необходимо проанализировать круг задач, стоявших перед радиофизикой к началу 50-х годов.

Для послевоенного этапа радиофизики и радиотехники в связи с развитием таких новых областей, как радиолокация и телевидение, радиолинейные линии связи и телеуправление, радиоспектроскопия, радионавигация, космическая связь и пр., характерен переход на все более короткие длины волн. Непрерывная тенденция к расширению диапазона используемых длин волн наблюдается в радиоэлектронике с начала XX в. и тесно связана с прогрессом в разработке новых физических методов генерации и усиления электромагнитных волн.

Уменьшение длины волны приводит к целому ряду преимуществ в работе радиоаппаратуры. Так, с укорочением длины волны: во-первых, возрастает объем передаваемой информации, что следует из прямой пропорциональности числа одновременных передач частоте несущей; во-вторых, повышается направленность радиосвязи, что приводит к увеличению дальности действия связи при той же мощности передатчика (это в свою очередь связано с возможностью уменьшения размеров антенных устройств, имеющей большое практическое значение); в-третьих, увеличивается помехозащищенность радиоаппаратуры, так как резко уменьшается интенсивность внешних помех (атмосферных, промышленных, взаимных).

Укорочение используемых длин волн в рассматриваемый исторический период имело особенно важное значение для развития радиолокации и радиоспектроскопии.

В радиолокации стремление к укорочению длины волны связано с возможностью сужения диаграммы направленности локаторов, что позволяет получить большую дальность обнаружения, увеличить точность определения угловых координат, повысить разрешающую способность по направлению и в известной мере увеличить помехозащищенность аппаратуры. В первые годы второй мировой войны радиолокаторы, работавшие на метровых волнах, являлись малоэффективными. Поэтому к концу войны были разработаны и успешно действовали радары с длиной волны в 3 см. И все же военно-воздушными силами США в конце войны была поставлена задача уменьшить длину волны радиолокаторов с 3 до 1,25 см, для чего под руководством Ч. Таунса были разработаны

клистроны, магнетроны и другая необходимая аппаратура на длину волны в  $1,25\text{ см}$  [7, введение, стр. 74—76]. Однако испытания локатора не привели к желаемым результатам, так как оказалось, что электромагнитные волны длиной в  $1,25\text{ см}$  интенсивно поглощаются водяными парами атмосферы, что привело к резкому уменьшению дальности действия прибора. Эта неудача стимулировала развитие радиоспектроскопии, исследующей взаимодействие микроволнового излучения с молекулами и атомами различных веществ.

Как известно, квантовые переходы между вращательными и инверсионными уровнями ряда веществ попадают в микроволновую область радиодиапазона. В частности, было установлено, что волны длиной в  $1,25\text{ см}$  поглощаются так же сильно аммиаком, как и водяными парами. Поэтому, желая разобраться в причинах столь резкого поглощения в атмосфере сигналов локаторов, работавших на миллиметровых волнах, радиоспектроскописты особенно много экспериментировали именно с аммиаком. (Напомним, что первый квантовый прибор — молекулярный генератор — был создан на пучке молекул аммиака.) В то же время повышение разрешающей способности спектрометров определялось наличием генераторов когерентного микроволнового излучения.

Таунс в Нобелевской лекции, прочитанной им 11 декабря 1964 г. в Стокгольме, говорил: «Открытие радиолокации стимулировало много важных применений электроники к решению научных проблем. В частности, меня в конце 40-х годов интересовала радиоспектроскопия — исследование взаимодействия микроволнового излучения с молекулами. Из этих исследований можно было получить существенную информацию о структуре молекул, атомов и ядер. Успех этих работ решали генераторы когерентного излучения, необходимые для создания аппаратуры с большей разрешающей силой. Следовательно, для радиоспектроскопии, так же как и для некоторых других целей, важно было расширить диапазон излучения генераторов на более короткие длины волн, нежели предел, известный для электронных генераторов...» [1, гл. V, стр. 463].

Итак, к началу 50-х годов назрела необходимость создания генераторов и усилителей сантиметровых и миллиметровых длин волн. Однако необходимость в укорочении длины волны натолкнулась на непреодолимые для классической радиофизики трудности технического и принципиального характера.

Одна из них заключалась в том, что с повышением частоты резко ухудшаются шумовые и усилительные свойства электронной аппаратуры. Принцип действия электронных ламп, как и других классических электронных приборов, основан на взаимодействии потока электронов с полем. Шумы электронных ламп и полупроводников в основном вызываются неизбежными флуктуациями плотности и скорости электронного потока. Обычно в усилителях дециметрового и сантиметрового диапазона собственные шумы эквивалентны шумовой температуре порядка  $3000^\circ\text{ К}$ . А между тем, в тех же диа-

пазонах внешние шумы (фон космического радиоизлучения, шумы атмосферы, тепловое излучение Земли) не превосходят  $100^\circ \text{K}$ , а на еще более коротких волнах — не превышают и  $10\text{—}20^\circ \text{K}$ . Из сравнения приведенных цифр внешних и внутренних шумов следует, что в этих диапазонах имеется значительный резерв повышения чувствительности приемных устройств, реализация которого позволила бы резко увеличить дальность действия наземной и космической аппаратуры, а также повысить чувствительность радиоастрономических станций. Поэтому в ряде стран проводились интенсивные работы по созданию малощумящих усилителей дециметрового и сантиметрового диапазонов. Некоторые успехи в этом направлении были достигнуты благодаря созданию параметрических усилителей на полупроводниковых диодах и электронных пучках. Однако радикальное решение проблемы малощумящих усилителей методами классической электроники не было, да и не могло быть найдено. Перед радиофизикой встала задача создания практически бесшумных усилителей, основанных на каком-то ином, принципиально новом методе.

Но главная трудность столь перспективного продвижения в коротковолновый диапазон радиоволн состояла в том, что важнейшая часть генератора, требовавшая тщательного выполнения и настройки, а именно резонатор, должна была иметь такие же малые размеры, как и длина волны генерируемого излучения. Вследствие этого, помимо трудностей выполнения, возникала еще большая неприятность — резкое снижение генерируемой мощности. Это ставило предел конструированию работоспособных приборов и было тем препятствием, которое, казалось, должно было неизбежно разделить методы генерации, применявшиеся в радиотехнике, и методы, используемые для получения более коротких волн инфракрасного и светового диапазонов. (Последние, как известно, основаны на использовании спонтанного, а значит, некогерентного излучения квантовых систем и с точки зрения радиофизики представляют собой генераторы шумов, непригодные для передачи информации.)

Своеобразный мост между радиоволнами и инфракрасными волнами, казалось, был переброшен массовым излучателем, в котором излучение создавалось путем прохождения электрического разряда через множество металлических опилок, представлявших собой по существу крохотные вибраторы Герца. Излучаемые мощности таких отдельных вибраторов складываются, что приводит к появлению ощутимой суммарной мощности, однако излучение в целом носило некогерентный характер со сплошным спектром [3] и, естественно, неприменимо для целей радиосвязи, что свидетельствовало о тупике, в котором находилась радиоэлектроника рассматриваемого диапазона до появления квантовых приборов [4].

Автор настоящей монографии в начале 50-х годов работал под руководством В. К. Аркадьева над созданием, по всей видимости, последнего варианта массового излучателя [5, 6, стр. 354] и мог

на собственном опыте убедиться, сколь трудным путем достигалось незначительное увеличение излучаемой мощности в области кратчайших радиоволн (при этом излучение не было монохроматическим!). Некоторые другие специальные методы (например, генерирование высших гармоник) хотя и приводили к обычному для радиотехники монохроматическому излучению, но давали очень медленный прогресс, не способный решить задачу освоения миллиметрового диапазона. Кардинальное решение этой проблемы пришло лишь с возникновением квантовой электроники, создавшей массовые излучатели качественно иного, квантового типа с использованием синхронного излучения множества элементарных генераторов — атомов и молекул.

Наконец, методами классической электроники не могла быть решена и еще одна важная для рассматриваемого периода задача — существенное повышение стабильности частоты генераторов. Со стабильностью частоты связана одна из самых древних проблем человечества — проблема измерения времени, совпадающая с задачей создания колебаний со стабильной частотой. В интересующий нас исторический период наиболее совершенными были кварцевые часы, детище радиотехники 20-х годов, пришедшие на смену маятниковым. В кварцевых часах источником высокостабильных колебаний служит кварцевая пластина, связанная обратной связью с ламповой схемой. И хотя в начале 50-х годов суточная относительная стабильность кварцевых часов уже достигала  $10^{-8}$ , эта цифра оказалась недостаточной в связи с развитием новых областей, например, таких, как радионавигация быстродвижущихся объектов.

Дальнейшее повышение точности измерения времени вынуждало отказаться от использования приборов, основанных на колебаниях макротел (кварцевая пластина, маятник). Ведь макротела, состоящие из огромного числа атомов и молекул, непрерывно испытывают неконтролируемые малые изменения своих размеров, что приводит к изменениям периода их колебаний. Более совершенные в этом смысле приборы могли быть построены лишь на качественно новом принципе — на основе систем, состоящих из сравнительно небольшого числа атомов и молекул. Такие устройства обладали бы характерной для квантовых систем внутренней устойчивостью.

Итак, в радиофизике (и радиотехнике) 50-х годов существовала следующая ситуация: с одной стороны, настоятельная необходимость освоения более коротких длин волн, с другой — невозможность создания на основе ранее используемых физических принципов высокостабильных, малощумящих и достаточно мощных приборов в этих диапазонах длин волн. Иными словами, в радиофизике 50-х годов возникла ситуация, которая на языке материалистической диалектики может быть охарактеризована как обострение назревшего противоречия, суть которого изложена выше. Будучи наиболее общими, законы и категории материалистической диалектики так или иначе действуют в развитии любого процесса,

любого явления. Закон диалектического противоречия, названный Лениным ядром диалектики, вскрывает внутренние причины развития любого процесса, явления, в том числе и развития науки как явления.

Смысл закона диалектического противоречия (закона единства и борьбы противоположностей) заключается в том, что развитие любого явления осуществляется путем раздвоения единого целого на взаимоисключающие противоположные стороны, тенденции, взаимоотношение которых, с одной стороны, характеризует это явление как нечто целое и количественно определенное, а с другой — составляет внутренний импульс его изменения, развития, превращения в новое качество. По словам Энгельса: «Движущее начало всякого развития — разделение на противоположности, их борьба и разрешение» [7, стр. 328]. Противоречие, т. е. взаимоотношение противоположностей, нарастает в силу того, что противоположности становятся все больше и больше несовместимыми в рамках данного явления как целого. Наступает момент, когда противоречие разрешается путем перехода явления в новое качество. Развитие через противоречие — закон действительности, применение которого к науке дает общий закон развития науки, облегчающий понимание причин возникновения и особенно бурного развития какой-либо конкретной науки (или определенной ее области) именно в данный исторический период.

Общий закон развития науки может быть записан в следующем виде: развитие науки идет через разрешение назревших противоречий; революционные открытия в любой области науки являются результатом разрешения обострившегося в данный исторический период противоречия, в результате чего появляются качественно новая гипотеза, принцип, теория, новая область науки.

Сформулированный таким образом общий закон может, в частности, помочь разобраться в закономерностях развития квантовой электроники. Из сказанного выше ясно, что эволюционный этап развития радиофизики рассматриваемого периода исчерпал себя, назрел революционный этап в ее развитии. Раскрытое нами основное противоречие (с одной стороны, настоятельная необходимость освоения все более коротких волн, с другой — принципиальная и техническая невозможность создания на ранее использовавшихся физических принципах высокостабильных, маложумящих и достаточно мощных приборов в этих диапазонах длин волн) все более обострялось, пока во второй половине 50-х годов не было разрешено путем открытия принципиально нового метода генерации и усиления — возникла квантовая радиофизика, фундаментом которой является индуцированное излучение. Это, на наш взгляд, и является ответом на поставленный в начале главы вопрос. А именно, несмотря на то, что существование индуцированного излучения было предсказано еще в 1916 г., а к 1940 г. было сформулировано условие его экспериментального наблюдения в оптике, практическое

использование индуцированного излучения не могло начаться в 30—40-е годы. В этот период перед физикой стояли иные насущные задачи, иные практические требования и трудности. Указанное выше противоречие назрело в радиофизике лишь к началу 50-х годов.

Развитие квантовой электроники не могло начаться с оптического диапазона. Достаточно сказать, что оптики вообще равнодушны к проблеме стабильности, а задача усиления света в то время не казалась практически важной; о создании же генераторов когерентного света в оптике и не помышляли (ведь вся лазерная линейная оптика — оптика спонтанных излучателей). Сказанное подтверждается приведенной выше цитатой из книги Беннета в отношении оптических работ [13—15, гл. VI], а также слишком запоздалой публикацией заявки Фабриканта (табл. VI.2, п. 2). Об этом же говорит и следующее высказывание Таунса, касающееся идеи лазера: «Новый прибор был настолько далек от обычных представлений, что его практическая ценность была очевидна далеко не каждому. Патентный отдел компании «Белл телефон» вначале отказался запатентовать наш усилитель и генератор оптического диапазона, поскольку, как было объявлено, оптические волны никогда не были сколько-нибудь полезными для связи и, следовательно, изобретение имеет слабое отношение к деятельности «Bell System» [8, стр. 163].

Тот факт, что статья фон Неймана о возможности построения усилителя фотонов на  $p$ — $n$ -переходе в полупроводниках (табл. VI.2, п. 3), написанная им в 1953 г., не была напечатана при его жизни (фон Нейман умер в 1957 г., когда уже были созданы мазеры), свидетельствует о том, что ее автор, по-видимому, не придавал своей идее усиления света должного внимания, так как статья известного математика была бы незамедлительно опубликована любым издательством. В то же время содержание трех предыдущих глав должно было продемонстрировать, что каждое новое предложение, касающееся практического использования индуцированного излучения, развивалось радиофизиками и, как правило, доводилось ими до создания реальных приборов.

Итак, развитие квантовой электроники могло идти лишь одним путем: от радиодиапазона к оптическому. Так и произошло в действительности. Идея создания молекулярного генератора была выдвинута и обоснована одновременно (!) в трех радиоспектроскопических лабораториях мира (табл. VI.2, п. 1) — из ряда возможностей практического использования индуцированного излучения была выбрана одна. (Факт одновременности сам по себе играет немаловажную роль, подтверждая то обстоятельство, что данная проблема действительно назрела.) Первые образцы молекулярных генераторов и парамагнитных усилителей созданы также радиоспектроскопистами, ими же были предложены и всесторонне разработаны способы распространения нового метода генерации и усиления на оптический диапазон (табл. VI.2, пп. 4—7).

Почему именно специалисты в области радиоспектроскопии создали квантовую электронику?

К сказанному о необходимости в коротковолновых высокостабильных и достаточно мощных источниках когерентных колебаний для развития радиоспектроскопии следует добавить, что у специалистов в этой области радиофизики существовала и реальная возможность создания первых образцов квантовых приборов. Прежде всего теоретическая: именно радиоспектроскописты обладали удачным сочетанием знаний квантовой теории и спектральных закономерностей с владением теорией колебаний и пониманием роли обратной связи в автоколебательных системах. Существовала и техническая возможность. В радиоспектроскопии к тому времени были созданы спектрометры с высоким разрешением — пучковые радиоспектрометры, конструкция которых содержала в себе основные элементы молекулярного генератора: пучок молекул, устройство для сортировки молекул по уровням (оставалось лишь инвертировать использовавшиеся уровни). Объемные резонаторы также были уже полностью разработаны радиофизиками и широко применялись в СВЧ-диапазоне.

Качественно новый принцип генерации и усиления путем индуцированного излучения полностью разрешил указанное противоречие и привел к созданию приборов с рекордными свойствами.

1. Длительная относительная стабильность современных молекулярных (и атомных) генераторов составляет  $10^{-11}$  (соответственно  $10^{-13}$ ). Области применения: служба времени, радионавигация, в частности межпланетная, а также при опытной проверке ряда эффектов, находившихся ранее за пределами экспериментальных возможностей.

2. Квантовые парамагнитные усилители отличается чрезвычайно низкий уровень собственных шумов — десятки и даже единицы градусов Кельвина, что позволило повысить чувствительность приемных устройств сантиметрового диапазона на 2—3 порядка. Области применения: радиоастрономия, трансконтинентальная связь через космос и пр.

3. Оптические квантовые генераторы дают когерентное излучение в инфракрасном, световом и ультрафиолетовом диапазонах. Эти источники монохроматического излучения, обладающие очень большой спектральной плотностью и чрезвычайно высокой направленностью, открывают необыкновенно широкие возможности их применения как в радиосвязи (передача в одном канале огромного объема информации, космическая связь на большие расстояния), так и в самых различных областях естествознания и техники (нелинейная оптика, создание и диагностика плазмы, галография, спектроскопия, вычислительная техника, химия, биология, медицина, уникальная обработка материалов и др.).

## ЛИТЕРАТУРА

### К введению

1. Финансирование НИСКР в области лазерной техники и деятельность научно-исследовательских и промышленных организаций по практическому применению лазерных приборов.— Бюлл. эконом. инф., 1966, № 2, вып. А, стр. 106—107.
2. *О. Крохин, Ю. Попов.* Полупроводниковые лазеры. Дополнение к книге Б. Лендзела «Лазеры». «Мир», 1964.
3. *А. М. Прохоров.* Квантовая электроника.— УФН, 1965, т. 85, вып. 4, стр. 587—604.
4. *Ч. Таунс.* Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул.— УФН, 1966, т. 88, вып. 3, стр. 461—483.
5. *Ч. Таунс.* Квантовая электроника и технический прогресс.— УФН, 1969, т. 98, вып. 1, стр. 159—167.
6. *Ирина Радунская.* Превращения гиперболоида инженера Гарина. «Молодая гвардия», 1966.
7. *J. M. Carroll.* The story of the laser. N. Y., 1964.

### К главе I

1. *A. Einstein.* Strahlungs-Emission und-Absorption nach der Quantentheorie.— Verhandl. dtsh. phys. Ges., 1916, Bd. 18, S. 318—323. Более поздняя перепечатка.— Phys. Z., 1917, Bd. 18, N 6, S. 121—128. Русский перевод см. А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. М., «Наука», 1966, стр. 386—392.
2. *A. Einstein.* Zur Quantentheorie der Strahlung.— Mitt. phys. Ges. (Zürich), 1916, N 18, S. 47—62. Русский перевод см. А. Эйнштейн. Собрание научных трудов. «Наука», 1966, стр. 393—406.
3. *M. Planck.* Über eine Verbesserung der Wienschen Spectralgleichung.— Verhandl. dtsh. phys. Ges., 1900, Bd. 2, S. 202.
4. *M. Planck.* Über irreversible Strahlungs-Vorgänge.— Ann. Phys., 1900, Bd. 1, S. 69—122.
5. *A. Einstein, P. Ehrenfest.* Zur Quantentheorie des Strahlungsgleichgewichts.— Z. Phys., 1923, Bd. 19, S. 301—306.
6. *В. М. Файн, Я. И. Ханин.* Квантовая радиофизика. «Сов. радио», 1965.
7. *А. М. Прохоров.* Квантовая электроника (Нобелевская лекция, прочитанная 11 декабря 1964 г. в Стокгольме).— УФН, 1965, т. 85, вып. 4, стр. 599—604.
8. *М. Гарбуни.* Физика оптических явлений. «Энергия», 1967.
9. *В. Гайтлер.* Квантовая теория излучения (1-е изд.). М.— Л., Гостехиздат, 1940; Квантовая теория излучения (3-е изд.), ИЛ, 1956.
10. *M. Planck.* Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. 4-te abermals umgearb. Aufl. Leipzig, 1921.
11. *А. В. Гапонов.* О неустойчивости системы возбужденных осцилляторов по отношению к электромагнитным возмущениям.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, № 2 (8), стр. 326—331.

12. В. М. Файн. Индуцированное и спонтанное излучение.— Изв. вузов, Радиофизика, 1963, т. VI, № 2, стр. 207—241.
13. И. Н. Соболевман, И. В. Тютин. Индуцированные радиационные процессы в квантовой и классической теориях.— УФН, 1963, т. 79, вып. 4, стр. 595—616.
14. А. В. Гапонов, М. И. Петлин, В. К. Юлпанов. Индуцированное возбужденные классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике.— Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т. X, № 9—10, стр. 1414—1453.
15. Я. Г. Дорфман. Парамагнитный и диамагнитный резонанс электронов проводимости.— Докл. АН СССР, 1951, т. 81, № 5, стр. 765—766.
16. P. A. M. Dirac. The quantum theory of the emission and absorption of radiation.— Proc. Roy. Soc. London, 1927, A, v. 114, p. 243—265.
17. P. A. M. Dirac. The principles of quantum mechanics. London, 1930.
18. П. С. Кудрявцев. История физики, т. I. Учпедгиз, 1948.
19. Л. С. Полак. Из истории волновой теории света.— Вопросы истории естествознания и техники, 1956, вып. 2, стр. 76.
20. Н. В. Карлов, О. Н. Крохин. Нобелевская премия по физике за 1964 год.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2, стр. 387—389.
21. А. Einstein. Bemerkung zu P. Jordans Abhandlung. «Zur Theorie der Quantenstrahlung».— Z. Phys., 1925, Bd. 31, S. 784—785.
22. P. Jordan. Zur Theorie der Quantenstrahlung.— Z. Phys., 1924, Bd. 30, S. 297.

## К главе II

1. Н. Kopferman, R. Ladenburg. Experimenteller Nachweis der «negativen Dispersion».— Z. Phys. Chemie, A, 1928, Bd. 139 (Haber-Band), S. 375—385.
2. Н. Kopferman, R. Ladenburg. Negative Dispersion in angeregten Neon.— Z. Phys., 1930, Bd. 65, S. 167—188.
3. Н. А. Kramers. The law of dispersion and Bohrs theory of spectra.— Nature, 1924, v. 113, p. 673—674.
4. Д. С. Рождественский. Работы по аномальной дисперсии в парах металлов. Изд-во АН СССР, 1951.
5. М. Борн. Оптика. Киев, Гос. научн.-техн. изд-во, 1927.
6. Д. И. Блохинцев. Основы квантовой механики. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
7. Физический энциклопедический словарь, т. I, «Сов. энциклопедия», 1962.
8. R. Ladenburg. Dispersion in electrically excited Gases.— Rev. Modern Phys., 1933, v. 5, N 4, p. 243—256.
9. В. А. Фабрикант. Механизм излучения газового разряда.— Труды ВЭИ, 1940, вып. 41, стр. 236.
10. F. G. Houtermans. Über Maser-Wirkung im optischen Spektralgebiet und die Möglichkeit absolut negativer Absorption für einige Fälle von Molekülspektren (Licht-Lawine).— Helv. phys. acta, 1960, Bd. 33, N 8, S. 933—940.
11. А. М. Прохоров. О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 6, стр. 1658—1659.
12. A. Schawilov a. C. Townes. Infrared and optical masers.— Phys. Rev., 1958, v. 112, N 6, p. 1940—1949.
13. R. H. Dicke. Molecular amplification and generation systems and methods — U. S. Patent, N 2, 851, 652. Sept. 1958 (Application May 21, 1956, Serfal N 586. 201).
14. Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов. Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний.— ЖЭТФ, 1959 т. 37, вып. 2, стр. 587—588.
15. A. Javan. Possibility of production of negative temperature in gas discharges.— Phys. Rev. Letters, 1959, v. 3, N 2, p. 87—89.
16. Ч. Таунс. Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул.— УФН, 1966, т. 88, вып. 3, стр. 461—483. (Оригинал: С. Н. Townes. Production of coherent radiation by atoms and molecules.— JEEE Spectrum, 1965, v. 2(2), p. 30.).

- 17. *C. V. Raman a. K. S. Krishnan.* The negative absorption of radiation.— Nature, 1928, v. 122, p. 12—13.
- 18. *C. V. Raman a. K. S. Krishnan.* A new type of secondary radiation.— Nature, 1928, v. 121, p. 501—502.
- 19. *C. V. Raman, K. S. Krishnan.* The optical analogue of the Compton effect.— Nature, 1928, v. 121, p. 711.
- 20. *C. V. Raman.* A change of wave-length in light scattering.— Nature, 1928, v. 121, p. 619.
- 21. *C. V. Raman.* A new radiation.— Ind. J. Phys., 1928, v. 2, N 3, p. 387—398.
- 22. *A. Smekal.* Zur Quanten Theorie der Dispersion.— Naturwissenschaften, 1923, Jg. 11, N. 43, S. 873.
- 23. *Г. С. Ландсберг, Л. И. Мандельштам.* Новое явление при рассеянии света.— ЖРФХО, 1928, т. 60, стр. 335—338.
- 24. *Г. С. Ландсберг, Л. И. Мандельштам.* О рассеянии света в кристаллах.— Z. Phys., 1928, Bd. 50, S. 769—780.
- 25. *E. J. Woodbury, W. K. Ng.* Ruby laser operation in the near IR.— Proc. IRE, 1962, v. 50, N 11, p. 2367.
- 26. *A. Kastler.* Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d'une inegalite de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'experience de Stern et Gerlach et à la resonance magnetique.— J. phys. radium, 1950, t. 11, N 6, p. 255—265.
- 27. *W. E. Lamb, R. C. Retherford.* Fine structure of the hydrogen atom.— Phys. Rev., 1950, v. 79, N 4, p. 549—572.
- 28. *E. M. Purcell, R. V. Pound.* A nuclear spin system at negative temperature.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 279—280.
- 29. *N. F. Ramsey a. R. V. Pound.* Nuclear audiofrequency spectroscopy by resonant heating of the nuclear spin system.— Phys. Rev., 1951, v. 81, N 2, p. 278—279.
- 30. *R. V. Pound.* Nuclear spin relaxation times in single crystals of LiF.— Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 156.
- 31. *F. Bloch, W. W. Hansen a. M. Packard.* The nuclear induction experiment.— Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 474—485.
- 32. *В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский, Ф. А. Бутаева.* Способ усиления электромагнитных излучений. Авт. свид. № 123209.— Бюлл. изобр., 1959, № 20, стр. 29.
- 33. *С. Кассель.* Исследования по квантовым генераторам в Советском Союзе.— Труды инженеров по электронике и радиоэлектронике, 1963, т. 51, № 1, стр. 306—308.
- 34. *Н. Г. Басов, А. М. Прохоров.* Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности.— Докл. АН СССР, 1955, т. 101, № 1, стр. 47—49 (подстрочное примечание на стр. 48).
- 35. *Н. Г. Басов.* Молекулярный генератор.— Радиотехника и электроника, 1956, № 6, стр. 752—757.
- 36. *Н. Г. Карлов, О. Н. Крохин.* Нобелевская премия по физике за 1964 год.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2, стр. 387—388.
- 37. *L. E. Alsop, J. A. Giordmaine, C. H. Townes, T. C. Wang.* Measurement of noise in a maser amplifier.— Phys. Rev., 1957, v. 107, N 5, p. 1450—1451 (подстрочное примечание на стр. 1451).
- 38. *Дж. Зингер.* Мазеры. ИЛ, 1961 (см. стр. 17, 40).
- 39. *Ч. Таунс.* Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул. (Нобелевская лекция, прочитанная 11 декабря 1964 г. в Стокгольме).— УФН, 1966, т. 88, вып. 3, стр. 461—483.
- 40. *J. Weber.* Amplification of microwave radiation by substances not in thermal equilibrium.— Trans. IRE, PGED-3, 1953 (June), p. 1—4.
- 41. *C. H. Townes.* Physical and engineering applications of millimeter waves. «Дэнки цусин гаккай дзасси». Токно. (Назв. журнала на англ. яз. «J. Inst. Electr. Commun. Engrs Japan»), 1953, v. 36, N 12, p. 650—654.

1. В. Горди, В. Смит, Р. Трамбаруло. Радиоспектроскопия, Гостехиздат, 1955.
2. Ч. Таунс и А. Шавлов. Радиоспектроскопия. ИЛ, 1959.
3. А. Н. Ораевский. Молекулярные генераторы. «Наука», 1964.
4. В. В. Григорьянц, М. Е. Жаботинский, В. Ф. Золн. Квантовые стандарты частоты. «Наука», 1968.
5. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. Примененне молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул.— ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 4, стр. 431—438.
6. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора.— ЖЭТФ, 1955, т. 28, вып. 2, стр. 249—250.
7. J. P. Gordon, H. J. Zeiger a. C. H. Townes. Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of  $\text{NH}_3$ .— Phys. Rev., 1954, v. 95, N 1, p. 282—284.
8. G. R. Gunther-Mohr, R. L. White, A. L. Schawlow, W. E. Good, D. K. Coles. Hyperfine structure in the spectrum of  $\text{N}^{14}\text{H}_3$ . I. Experimental results.— Phys. Rev., 1954, v. 94, N 5, p. 1184—1191.
9. H. Friedburg, W. Paul. Optische Abbildung mit neutralen Atomen.— Naturwissenschaften, 1951, Bd. 38, N 7, S. 159—160; H. G. Bannwitz, W. Paul. Eine Methode zur Bestimmung von Kernmomenten mit fokussiertem Atomstrahl (I).— Z. Phys., 1954, Bd. 139, N 5, S. 489—497.
10. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности.— Докл. АН СССР, 1955, т. 101, № 1, стр. 47—49.
11. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. Молекулярный генератор и усилитель.— УФН, 1955, т. 57, вып. 3, стр. 481—501.
12. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров. Теория молекулярного генератора и молекулярного усилителя мощности.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, вып. 3, стр. 560—563.
13. N. G. Bassov, A. M. Prokhorov. The theory of a molecular oscillator and molecular power amplifier. Discuss. Faraday Soc., 1955, p. 96—105.
14. J. P. Gordon, H. J. Zeiger a. C. H. Townes. The maser — new type of microwave amplifier, frequency standard and spectrometer.— Phys. Rev., 1955, v. 99, N 4, p. 1264—1274.
15. J. P. Gordon. Hyperfine structure in the inversion spectrum of  $\text{N}^{14}\text{H}_3$  by a new high-resolution microwave spectrometer.— Phys. Rev., 1955, v. 99, N 4, p. 1253—1263.
16. Н. Г. Басов. Молекулярный генератор. Докт. дисс. ФИАН СССР, 1956.
17. C. H. Townes. Atomic clocks and frequency stabilization on microwave spectral lines.— J. Appl. Phys., 1951, v. 22, N 11, p. 1365—1372.
18. Koichi Shimoda. Atomic clocks and frequency standards on an ammonia line. I.— J. Phys. Soc. Japan, 1954, v. 9, N 3, p. 378—386.
19. K. Shimoda, T. C. Wang, C. H. Townes. Further aspects of the theory of the maser.— Phys. Rev., 1956, v. 102, N 5, p. 1308—1321.
20. Ю. Л. Климентович и Р. В. Хохлов. К теории молекулярного генератора.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 5, стр. 1150—1155.
21. В. М. Файн. Об уравнениях колебаний молекулярного генератора.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 4 (10), стр. 945—947.
22. А. Н. Ораевский. К теории молекулярного генератора.— Радиотехника и электроника, 1959, т. 4, вып. 4, стр. 718—723.
23. M. W. Muller. Noise in a molecular amplifier.— Phys. Rev., 1957, v. 106, N 1, p. 8—12.
24. K. Shimoda, H. Takahasi, C. H. Townes. Fluctuations in amplification of quanta with application to maser amplifiers.— J. Phys. Soc. Japan, 1957, v. 12, N 6, p. 686—700.
25. J. P. Wittke. Molecular amplification and generation of microwaves.— Proc. IRE, 1957, v. 45, N 3, p. 291—316.
26. R. V. Pound. Spontaneous emission and the noise figure of maser amplifiers.— Ann. Phys. (USA), 1957, v. 1, N 1, p. 24—32.

27. *J. C. Helmer*. Maser noise measurement.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 107, N 3, p. 902—903.
28. *L. E. Alsop, J. A. Giordmaine, C. H. Townes, T. C. Wang*. Measurement of noise in a maser amplifier.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 107, N 5, p. 1450—1451.

#### К главе IV

1. *J. Dorfmann*. Einige Bemerkungen zur Kenntnis des Mechanismus magnetischer Erscheinungen.— *Z. Phys.*, 1923, Bd. 17, H. 2, S. 98—111.
2. *Е. К. Завойский*. Парамагнитная абсорбция в перпендикулярных и параллельных полях для солей, растворов и металлов. Докт. дисс. Казанск. ун-т, 1944.
3. *E. Zavoisky*. Spin-magnetic resonance in paramagnetics.— *J. Phys. USSR*, 1945, v. 9, N 3, p. 245.
4. *J. Weber*. Amplification of microwave radiation by substances not in thermal equilibrium.— *Trans. IRE, PGED-3*, 1953 (June), p. 1—4.
5. *J. Combrisson, A. Honig, C. H. Townes*. Utilisation de la résonance de spine électronique pour réaliser un oscillateur ou un amplificateur en hyper-frequences.— *C. r. Acad. sci.*, 1956, v. 242, N 20, p. 2451—2453.
6. *J. Combrisson, C. H. Townes*. Création et amplification de microondes par processus atomiques.— *L'onde electr.*, 1956, v. 36, N 356, p. 989—991.
7. *M. W. P. Strandberg*. Quantum mechanical amplifiers.— *Proc. IRE*, 1957, v. 45, N 1, p. 92—93.
8. *G. Feher, J. P. Gordon, E. Buehler, E. A. Gere a. C. D. Thurmond*. Spontaneous emission of radiation from an electron spin system.— *Phys. Rev.*, 1958, v. 109, p. 221—222.
9. *P. F. Chester, P. E. Wagner, J. G. Castle*. Two level solid state maser.— *Phys. Rev.*, 1958, v. 110, p. 281.
10. *Н. Г. Басов и А. М. Прохоров*. О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора.— *ЖЭТФ*, 1955, т. 28, вып. 2, стр. 249—250.
11. *N. Bloembergen*. Proposal for a new type solid state maser.— *Phys. Rev.*, 1956, v. 104, N 2, p. 324—327.
12. *A. Javan*. Theory of a three-level masers.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 107, N 6, p. 1579.
13. *В. М. Конторович, А. М. Прохоров*. О нелинейных эффектах взаимодействия резонансных полей в молекулярном генераторе и усилителе.— *ЖЭТФ*, 1957, т. 33, вып. 6, стр. 1428.
14. *P. N. Butcher*. Theory of c-w solid-state masers.— *Stanford Electr. Lab. Techn. Rept.*, 1957 (December), N 155—1.
15. *P. W. J. Anderson*. The reaction field and its use in some solid-state amplifiers.— *J. Appl. Phys.*, 1957, v. 28, N 8, p. 1049—1053.
16. *A. M. J. Clogston*. Susceptibility of the three-level maser.— *J. Phys. Chem. Solids*, 1958, v. 4, N 4, p. 271—277.
17. *Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский*. О возможности создания отпаянного молекулярного генератора с использованием молекул  $\text{ND}_3$ ,  $\text{NHD}_2$  и  $\text{NH}_2\text{D}$ .— *Изв. вузов. Радиофизика*, 1958, т. 34, вып. 34, стр. 1658.
18. *J. O. Artman*. Symposium on solid state phenomena in electric circuits. Polytechnic Inst. Brooklyn, 1957.
19. *H. E. D. Scovil, G. Feher, H. Seidel*. Operation of a solid state maser.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 105, N 2, p. 762—763.
20. *By. B. Bleaney, F. R. S., H. E. D. Scovil, R. S. Trenam*. The paramagnetic resonance spectra of gadolinium and neodymium ethyl sulphates.— *Proc. Roy. Soc. London*, 1954, ser. A, v. 223, N 1152, p. 15—29.
21. *H. A. Buckmaster*.  $\Delta M = \pm 2$  transitions in dilute gadolinium ethyl sulphate.— *Canad. J. Phys.*, 1956, v. 34, N 1, p. 150—151.
22. *G. Feher, H. E. D. Scovil*. Electron spin relaxation times in gadolinium ethyl sulfate.— *Phys. Rev.*, 1957, v. 105, N 2, p. 760—762.
23. *H. E. D. Scovil*. The three-level solid-state maser.— *Trans. IRE. Microwave Theory and Techn.*, 1958, v. 6, N 1, p. 29—38.

24. A. S. McWhorter, J. W. Meyer. Solid-state maser amplifiers.— Phys. Rev., 1958, v. 109, N 2, p. 312.
25. J. O. Artman, N. Blombergen, S. Shapiro. Operation of a three-level solid-state maser at 21 cm.— Phys. Rev., 1958, v. 109, N 4, p. 1392—1393.
26. R. H. Kingston. A uhf solid state maser.— Proc. IRE, 1958, v. 46, N 5, pt 1, p. 916.
27. D. H. Autler, N. McAvoy. 21-centimeter solid-state maser.— Phys. Rev., 1958, v. 110, N 1, p. 280—281.
28. Г. М. Зверев, Л. С. Корниенко, А. А. Маненков, А. М. Прохоров. Парамагнитный усилитель и генератор на хромовом корунде.— ЖЭТФ, 1958, т. 36, вып. 6, стр. 1660—1661.
29. G. Makhov, C. Kikuchi, J. Lambe, R. W. Terhune. Maser action in ruby.— Phys. Rev., 1958, v. 109, N 4, p. 1399—1400.
30. А. А. Маненков, А. М. Прохоров. Тонкая структура спектра парамагнитного резонанса иона  $\text{Cr}^{3+}$  в хромовом корунде.— ЖЭТФ, 1955, т. 28, вып. 6, стр. 762.
31. А. А. Маненков. Парамагнитный резонанс в некоторых соединениях элементов группы железа и редких земель. Канд. дисс. М., ФИАН СССР, 1955.
32. А. А. Маненков, А. М. Прохоров. Сверхтонкая структура спектра парамагнитного резонанса  $^{53}\text{Cr}^{3+}$  в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .— ЖЭТФ, 1956, т. 31, вып. 2, стр. 346—347.
33. М. М. Зарипов, Ю. Я. Шамолин. Парамагнитный резонанс в синтетическом рубине.— ЖЭТФ, 1956, т. 30, № 2, стр. 291—295.
34. J. E. Geusic. Paramagnetic fine structure spectrum of  $\text{Cr}^{+++}$  in a single ruby crystal.— Phys. Rev., 1956, v. 102, N 5, p. 1252—1253.
35. Г. М. Зверев, А. М. Прохоров. Тонкая и сверхтонкая структура спектра парамагнитного резонанса  $\text{Cr}^{3+}$  в корунде.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 2, стр. 513—514.
36. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров. Измерение времени спин-решетчатой релаксации Cr в корунде.— ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 3, стр. 777.
37. C. R. Ditchfield, C. R. Forrester. Maser action in the region of  $60^\circ \text{K}$ .— Phys. Rev. Letters, 1958, v. 1, N 12, p. 448—449.
38. R. J. Morris, R. L. Kyhl, M. W. P. Strandberg. A tunable maser amplifier with large band.— Proc. IRE, 1959, v. 47, N 1, p. 80—81.
39. Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров. Тонкая структура спектра электронного парамагнитного резонанса ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в решетке  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .— ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 3, стр. 805—807.
40. Л. С. Корниенко, А. М. Прохоров. Парамагнитный усилитель и генератор на ионах  $\text{Fe}^{3+}$  в корунде.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, вып. 3, стр. 919—920.
41. Н. В. Карлов, А. А. Маненков. Квантовые усилители (Радиофизика 1964—1965. Итоги науки). ВИНТИ, 1966.
42. J. P. Wittke. Molecular amplification and generation of microwaves.— Proc. IRE, 1957, v. 45, N 3, p. 291—316.
43. B. V. Pound. Spontaneous emission and the noise figure of maser amplifiers.— Ann. Phys. (USA), 1957, v. 1, N 1, p. 24—32.
44. M. W. P. Strandberg. Inherent noise of quantum mechanical amplifiers.— Phys. Rev., 1957, v. 106, N 4, p. 617—620.
45. M. W. P. Strandberg. Computation of noise figure for quantum-mechanical amplifiers.— Phys. Rev., 1957, v. 107, N 6, p. 1483—1484.
46. J. Weber. Maser noise considerations.— Phys. Rev., 1957, v. 108, N 3, p. 537—541.
47. A. L. McWhorter, J. W. Meyer, P. D. Strum. Noise temperature measurement on a solid state maser.— Phys. Rev., 1957, v. 108, N 6, p. 1642—1644.
48. A. L. McWhorter, F. R. Arams. System-noise measurement of a solid-state maser.— Proc. IRE, 1958, v. 46, N 5, p. 913—914.

## К главе V

1. Ч. Таунс. Получение когерентного излучения с помощью атомов и молекул.— УФН, 1966, т. 88, вып. 3, стр. 461—483.
2. А. М. Прохоров. Квантовая электроника.— УФН, 1965, т. 85, вып. 4, стр. 599—603.

3. *Н. Г. Басов.* Об условии самовозбуждения молекулярного генератора без внешнего резонатора.— *Радиотехника и электроника*, 1958, № 2, стр. 297—298.
4. *А. М. Прохоров.* О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах.— *ЖЭТФ*, 1958, т. 34, вып. 6, стр. 1658—1659.
5. *А. И. Барчуков, А. М. Прохоров.* Экспериментальное исследование дисковых резонаторов в миллиметровом диапазоне длин волн.— *Радиотехника и электроника*, 1959, т. 4, № 12, стр. 2094—2095.
6. *R. H. Dicke.* Molecular amplification and generation systems and methods.— U. S. Patent, N 2, 851, 652. Sept. 9, 1958 (Application May 21, 1956, Serfal N 586, 201).
7. *A. L. Schawlow, C. H. Townes.* Infrared and optical masers.— *Phys. Rev.*, 1958, v. 112, N 6, 1940—1949.
8. *A. G. Fox, T. Li.* Resonant modes in a maser interferometer.— *Bell System Techn. J.*, 1961, v. 40, N 2, p. 453—488.
9. *W. R. Bennett.* Gaseous optical masers.— *Appl. Optics*, 1962, N 1, p. 24.
10. *А. Г. Корольков.* Патентный спор о лазере.— *Вопросы изобретательства*, 1967, № 1, стр. 42—44.
11. *В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский, Ф. А. Бутаева.* Способ усиления электромагнитных излучений. Авт. свид. № 123209. (576749/0279/26 от 18 июня 1951 г.)—*Бюлл. изобр.*, 1959, № 20, стр. 29.
12. *В. А. Фабрикант, М. М. Вудынский, Ф. А. Бутаева.* Способ усиления электромагнитных излучений. Авт. свид. № 148441.— *Бюлл. изобр.*, 1959, № 20.
13. *Ф. А. Бутаева, В. А. Фабрикант.* О среде с отрицательным коэффициентом поглощения. В сб.: «Исследования по экспериментальной и теоретической физике (памяти Г. С. Ландсберга)». М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 62—70.
14. *С. Г. Раутиан, И. И. Собыльман.* Об отрицательном поглощении в парах металлов.— *ЖЭТФ*, 1960, т. 39, вып. 1, стр. 217—219.
15. *В. К. Аблеков, М. С. Песин, И. Л. Фабелинский.* Осуществление среды с отрицательным коэффициентом поглощения.— *ЖЭТФ*, 1960, т. 39, вып. 3, стр. 892—893.
16. *Н. Г. Басов, О. Н. Крохин.* Условия возникновения состояний с отрицательной температурой в смеси газов при электронном возбуждении.— *ЖЭТФ*, 1960, т. 39, вып. 6, стр. 1777—1780.
17. *Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Ю. М. Попов.* Квантовомеханические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний.— *ЖЭТФ*, 1959, т. 37, вып. 2, стр. 587—588.
18. *Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов.* Генерация, усиление и индикация инфракрасного и оптического излучения с помощью квантовых систем.— *УФН*, 1960, т. 72, вып. 2, стр. 161—209.
19. *A. L. Schawlow.* Infrared and optical masers.— In: «Quantum Electronics». C. H. Townes (Ed.). N. Y., 1960, p. 553—560. Discuss., p. 561—563.
20. *T. H. Maiman.* Optical and microwave-optical experiments in ruby. — *Phys. Rev. Letters*, 1960, v. 4, N 11, p. 564—566.
21. *I. Wieder.* Solid-state, high-intensity monochromatic light sources.— *Rev. Scient. Instrum.*, 1959, v. 30, N 11, p. 995—996.
22. *T. H. Maiman.* Stimulated optical radiation in ruby.— *Nature*, 1960, v. 187, N 4736, p. 493—494.
23. *T. H. Maiman.* Optical maser action in ruby.— *British Commun. and Electronics*, 1960, v. 7, N 7, p. 674—675.
24. *S. Sugano, J. Tanabe.* Absorption spectra of Cr<sup>3+</sup> in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1958, v. 13, N 8, p. 880—899.
25. *R. I. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett, W. Kaiser.* Coherence, narrowing, directionality and relaxation oscillations in the light emission from ruby.— *Phys. Rev. Letters*, 1960, v. 5, N 7, p. 303—305.
26. *P. P. Sorokin, M. J. Stevenson.* Stimulated infrared emission from trivalent uranium.— *Phys. Rev. Letters*, 1960, v. 5, N 12, p. 557—559.
27. *P. P. Sorokin, M. J. Stevenson.* Solid-state optical maser using divalent samarium in calcium fluoride.— *IBM J. Res. Developm.*, 1961, v. 5, N 1, p. 56—58.
28. *P. P. Sorokin, M. J. Stevenson.* Stimulated emission from CaF<sub>2</sub>: U<sup>+3</sup> and CaF<sub>2</sub>:

- : Sm<sup>3+</sup>. In: «Advances in Quantum Electronics» J. R. Singer (Ed.). N. Y.—London, 1961, p. 65—76.
29. Л. Н. Галкин и П. П. Феофилов. Люминесценция трехвалентного урана.— Докл. АН СССР, 1957, т. 114, № 4, стр. 745—747.
  30. Л. Н. Галкин и П. П. Феофилов. Спектры люминесценции трехвалентного урана.— Оптика и спектроскопия, 1959, т. 7, № 6, стр. 840—841.
  31. T. H. Mahtan. Stimulated optical emission in fluorescent solids. I. Theoretical considerations.— Phys. Rev., 1961, v. 123, N 4, p. 1145—1150.
  32. R. W. Hellwarth. Control of fluorescent pulsations. In: «Advances in Quantum Electronics» J. R. Singer (Ed.). N. Y.—London, 1961, p. 334—341.
  33. E. Snitzer. Optical maser action of Nd<sup>3+</sup> in a barium crown glass.— Phys. Rev. Letters, 1961, v. 7, N 12, p. 444—446.
  34. A. Javan, W. R. Bennett, Jr. and D. R. Herriott. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He—Ne mixture.— Phys. Rev. Letters, 1961, v. 6, N 3, p. 106—110.
  35. J. H. Sanders. Optical maser design.— Phys. Rev. Letters, 1959, v. 3, N 2, p. 86—87.
  36. A. Javan. Possibility of production of negative temperature in gas discharges.— Phys. Rev. Letters, 1959, v. 3, N 2, p. 87—89.
  37. A. Javan. Possibility of obtaining negative temperature in atoms by electron impact. In: «Quantum Electronics», C. H. Towns (Ed.), 1960, p. 564—571.
  38. R. Ladenburg. Dispersion in electrically excited gases.— Revs. Modern Phys., 1933, v. 5, N 4, p. 243—256.
  39. A. Javan, E. A. Balik, W. L. Bond. Frequency characteristics of a continuous-wave He—Ne optical maser.— J. Opt. Soc. America, 1962, v. 52, N 1, p. 96—98.
  40. W. R. Bennett. Gaseous optical masers.— Appl. Optics, Suppl., 1962, N 1, p. 24.
  41. Н. Г. Басов, Е. П. Маркин, Д. И. Мау. Некоторые характеристики генератора на смеси неона и гелия.— ЖЭТФ, 1962, т. 43, вып. 9, стр. 1116—1117.
  42. C. K. N. Patel. Vibration energy transfer — an efficient means of selective excitation in molecules. In: «Physics of Quantum Electronics» P. L. Kelley and A. McGraw-Hill, (Ed.), N. Y., 1966, p. 643—654.
  43. C. K. N. Patel. High-power molecular lasers and their application to investigation of nonlinear optical phenomena in the infrared.— IEEE J. Quantum Electronics, 1966, v. QE-2, N 4, p. 28.
  44. О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. Времена замедления неравновесных носителей тока в полупроводниках.— ЖЭТФ, 1960, т. 30, № 5, стр. 1589—1592.
  45. В. Лакс. In: «Quantum Electronics». C. H. Townes (Ed.). N. Y., 1960, p. 428.
  46. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. Возможность использования не прямых переходов для получения отрицательной температуры в полупроводниках.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 5 (11), стр. 1486—1487.
  47. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. Использование не прямых переходов в полупроводниках для получения состояния с отрицательным коэффициентом поглощения.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып. 4, стр. 1203—1209.
  48. M. G. A. Bernard, G. Duraffourg. Laser conditions in semiconductors.— Phys. Status Solidi, 1961, v. 1, N 7, p. 699—703.
  49. Н. Г. Басов. Полупроводниковые квантовые генераторы (Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1964 г.)— УФН, 1965, т. 85, вып. 4, стр. 585—598.
  50. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. Получение состояний с отрицательной температурой в *p*—*n*-переходах вырожденных полупроводников.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып. 6, стр. 1879—1880.
  51. J. Bardeen, A. H. Taub. Scientific American, 1963, v. 208, N 2, p. 12.
  52. J. von Neumann. Notes on the photon-disequilibrium-amplification scheme. «Collected works», v. V., N. Y., 1963, p. 420.
  53. Э. И. Адирович, Е. М. Кузнецова. О возможности инверсного распределения электронов в вырожденных полупроводниках.— Физика твердого тела, 1961, т. III, вып. II, стр. 3339—3341.
  54. J. I. Pankove. Influence of degeneracy on recombination radiation in germanium.— Phys. Rev. Letters, 1960, v. 4, N 1, p. 20—21.

55. Б. М. Вул, А. П. Шотов, В. С. Багаев. Рекомбинационное излучение в выродженном арсениде индия.— Физика твердого тела, 1962, т. 4, вып. 12, стр. 3676—3677.
56. R. J. Keyes, T. M. Quist. Recombination radiation emitted by gallium arsenide.— Proc. IRE, 1962, v. 50, N 8, p. 1822—1823.
57. Д. Н. Наследов, А. А. Розачев, С. М. Рывкин, Б. В. Царенков. Рекомбинационное излучение арсенида галлия.— Физика твердого тела, 1962, т. 4, вып. 4, стр. 1062—1065.
58. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Sollis, R. O. Carlson. Coherent light emission from GaAs junctions.— Phys. Rev. Letters, 1962, v. 9, N 9, p. 366—368.
59. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, G. Lasher. Stimulated emission of radiation from GaAs  $p-n$  junctions.— Appl. Phys. Letters, 1962, v. 1, N 3, p. 62—64.
60. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeiger. Semiconductor maser of GaAs.— Appl. Phys. Letters, 1962, v. 1, N 4, p. 91—92.
61. В. С. Багаев, Н. Г. Басов, Б. М. Вул, Б. Д. Копыловский, О. Н. Крохин, Е. П. Маркин, Ю. М. Попов, А. Н. Хвоцев, А. П. Шотов. Полупроводниковый квантовый генератор на  $p-n$ -переходе в GaAs.— Докл. АН СССР, 1963, т. 150, № 2, стр. 275—278.
62. N. Holonyak, Jr., S. F. Bevacqua. Coherent (visible) light emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) junctions.— Appl. Phys. Letters, 1962, v. 1, No 4, p. 82—83.
63. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов. Генерация когерентного света при помощи твердых тел.— Вестник АН СССР, 1961, № 3, стр. 61—66.
64. N. G. Basov. In: «Advances in Quantum Electronics.» J. Singer (Ed.). N. Y., 1961, p. 496.
65. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич. Рекомбинационное свечение AsGa и Ge при возбуждении быстрыми электронами.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, № 3, стр. 1151—1116.
66. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, А. Г. Девятков. Возбуждение полупроводникового квантового генератора пучком быстрых электронов.— Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 4, стр. 783.
67. В. С. Вавилов. Процессы радиационной ионизации в кристаллах германия и кремния.— УФН, 1961, т. 75, вып. 2, стр. 263—276.
68. В. Л. Лёвшин, Ю. М. Попов и др. Исследование катодолюминесценции цинк-сульфидных и некоторых других катодолюминофоров.— Труды ФИАН, 1963, т. 23 (см. стр. 67).

#### К главе VI

1. Н. Г. Басов. Молекулярный генератор.— Раднотехника и электроника, 1956, № 6, стр. 752—757.
2. В. Р. Беннет. Газовые оптические лазеры. В сб.: «Оптические лазеры», 1964, стр. 34—102.
3. А. А. Глаголева-Аркадьева. Собр. трудов. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1948.
4. M. H. N. Potok. A critical review of researches into millimetric-wave spark generators.— J. Brit. IRE, 1953, v. 13, N 10, p. 490—497.
5. В. К. Аркадьев и И. М. Дунская. Автоматический массовый излучатель.— Докл. АН СССР, 1951, т. 76, № 4, стр. 513—514.
6. Люди русской науки (математика, механика, астрономия, физика, химия). Под редакцией И. В. Кузнецова. М., Физматгиз, 1961.
7. Ф. Энгельс. Анти-Дюринг. М., Госполитиздат, 1957.
8. Ч. Таунс. Квантовая электроника и технический прогресс.— УФН, 1969, т. 98, вып. 1, стр. 159—167.

## УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

- Аблеков В. К. 115  
Адирович Э. И. 127  
Арамс Ф. 96  
Аркадьев В. К. 143  
Артман Дж. 86, 92, 93
- Багаев В. С. 127, 129, 134  
Басов Н. Г. 5, 31, 32, 38, 39, 43, 54, 55, 56, 59, 60, 62, 64, 65, 68, 75, 82, 96, 100, 105, 115, 118, 121, 122, 123, 125, 126, 129, 132, 133, 134, 137, 138  
Балик Е. 117  
Бардин Дж. 125  
Барчуков А. И. 101  
Беннет В. 29, 113, 116, 117, 133, 138, 140, 146  
Бломберген Н. 83, 84, 85, 86, 87, 96, 137  
Блох Ф. 36, 37  
Бонд В. 109, 117  
Бор Н. 10, 13  
Борн М. 13  
Буклер Е. 80  
Бутаева Ф. А. 37, 38, 104, 114, 134, 137
- Вагнер П. 81  
Ванг Т. 71, 72, 74, 75, 137  
Вебер Дж. 39, 40, 41, 43, 78, 94, 95, 137  
Видер И. 106  
Витке Дж. 92, 93  
Вудбери Е. 33  
Вудынский М. М. 37, 38, 134, 137  
Вул Б. М. 31, 105, 118, 121, 122, 127, 129, 133, 134, 138
- Галкин Л. Н. 111, 112  
Ганзен В. 37  
Гапонов А. В. 17  
Гарбуни М. 13  
Гаррет К. 109  
Гайтлер В. 6, 14, 15  
Герц Г. 10
- Герэ Е. 80  
Голоньяк Н. 131, 134, 138  
Гордон Дж. 57, 64, 65, 68, 69, 75, 80, 137  
Гоулд Г. 104
- Дарроу К. 13  
Джаван А. 113, 114, 115, 116, 117, 133, 134, 138  
Джордмейн Дж. 74, 75  
Дике Р. 101, 133, 138  
Дирак Р. А. М. 18, 19, 22, 23, 24, 25, 136, 139  
Дорфман Я. Г. 17, 77  
Думке В. 129, 134, 138
- Завойский Е. К. 77  
Зайдель Х. 86, 88, 89, 90, 94, 96, 138  
Зверев Г. М. 90, 97, 138
- Иордан П. 13, 23
- Кайзер В. 109  
Карлов Н. В. 22  
Кастл Дж. 81  
Кастлер А. 34, 43  
Квист Т. 128, 134, 138  
Кейес Р. 128  
Кикучи Ч. 90, 97  
Климентович Ю. Л. 72  
Коллинз Р. 109  
Комбриссон Дж. 79, 80  
Копферман Г. 27, 28, 29, 30, 31, 136  
Корниенко Л. С. 90, 92, 97, 138  
Краммерс Н. 27  
Кришнан К. 32, 33, 34, 43  
Крохин О. Н. 22, 32, 105, 115, 123, 125, 126, 129, 132, 134, 138  
Кузнецова Е. М. 127  
Кэрролл Дж. 6, 7
- Ладенбург Р. 27, 28, 29, 30, 43, 117, 136  
Ламб Дж. 90

- Ландау Л. Д. 31  
Лансберг Г. С. 33  
Леви С. 27  
Лендъел Б. 114  
Ленни В. И. 145  
Ли Т. 102  
Лэкс Б. 122, 129, 134, 138  
Лэмб У. 34, 35, 43
- Мак-Уортер А. 89, 90, 95, 96  
Мандельштам Л. И. 33  
Маненков А. А. 90, 97, 138  
Махов Г. 90, 97  
Мейер Дж. 89, 90, 95  
Мейман Т. 106, 107, 108, 109, 110, 111, 113, 133, 138
- Наследов Д. Н. 127, 129, 134  
Натан М. 129, 134, 138  
Нг В. 33  
Нейман Дж. 125, 137, 146  
Нельсон Д. 109  
Нетеркот А. 39, 137
- Олсеп Л. 74, 75  
Ораевский А. Н. 72
- Паккард М. 37  
Панков Дж. 127  
Парселл Е. 35, 36, 37, 39, 40, 43  
Патель К. 118  
Пауль В. 31, 58  
Паунд Р. 35, 36, 37, 39, 40, 43, 92, 93  
Пенкин Н. П. 28  
Песни М. С. 115  
Планк М. 9, 16, 17, 25  
Попов Ю. М. 31, 32, 105, 118, 121, 122, 123, 125, 126, 129, 132, 133, 134, 138  
Прохоров А. М. 5, 6, 22, 31, 38, 39, 43, 54, 55, 56, 59, 60, 62, 64, 68, 75, 82, 90, 92, 96, 97, 99, 100, 101, 115, 133, 137, 138, 139
- Радунская И. 6  
Раман Ч. 32, 33, 34, 43  
Рамзей Н. 36  
Раутиан С. Г. 115  
Ризерфорд Р. 34, 35, 43  
Рогачев А. А. 127, 129, 134  
Рождественский Д. С. 28  
Румер Ю. Б. 31  
Рывкин С. М. 127, 129, 134
- Сандерс Дж. 114, 115, 116
- Сковилл Х. 86, 87, 88, 89, 90, 94, 96, 138  
Смекал А. 33  
Снитцер Е. 113  
Собельман И. М. 115  
Сорокин П. 111, 112  
Стивенсон М. 111, 112  
Страм П. 95  
Стрэнберг М. 79, 92, 93, 94, 137  
Сугано С. 107
- Танабе Дж. 107  
Таунс Ч. 5, 6, 7, 31, 32, 36, 39, 41, 43, 54, 56, 57, 64, 65, 66, 68, 69, 70, 71, 72, 74, 75, 79, 80, 99, 101, 103, 104, 115, 133, 137, 138, 141, 142, 146  
Терхьюн Р. 90, 97  
Турмонд Ч. 80
- Фабелинский И. Л. 115  
Фабрикант В. А. 6, 7, 30, 31, 37, 38, 43, 104, 114, 116, 134, 136, 137, 146  
Файн В. М. 72  
Феннер Г. 129, 134, 138  
Феофилов П. П. 111, 112  
Фехер Г. 80, 86, 87, 88, 89, 90, 94, 96, 138  
Фокс А. 102  
Фудзи Т. 41
- Хелвертс Р. 113  
Холл Р. 129, 134, 138  
Хелмер Дж. 73, 74, 75  
Хоутерманс Ф. 31  
Хоунг А. 79, 80  
Хохлов Р. В. 72
- Цайгер Х. 57, 64, 65, 68, 69, 75, 137  
Царенков Б. В. 127, 129, 134
- Честер П. 81
- Шавлов А. 31, 101, 103, 104, 105, 109, 115, 133, 138  
Шимода К. 71, 72, 137  
Шотов А. П. 127, 129
- Эйнштейн А. 9, 10, 11, 12, 13, 15, 16, 18, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 32, 136, 139  
Энгельс Ф. 145  
Эренфест П. 11, 22, 136  
Эрриот Д. 113, 116, 133, 138
- Юнг Т. 19

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
Глава I	
Зарождение основных физических понятий . . . . .	9
§ 1. Индуцированное излучение . . . . .	9
§ 2. Когерентность индуцированного излучения . . . . .	19
Выводы . . . . .	25
Глава II	
Условие инверсной населенности и первые идеи нового принципа усиления и генерации . . . . .	26
§ 1. Попытки обнаружения индуцированного излучения . . . . .	27
§ 2. Зарождение идеи усиления и генерации путем индуцированного излучения . . . . .	37
Выводы . . . . .	43
Глава III	
Молекулярный генератор . . . . .	44
§ 1. Физические принципы и устройство молекулярного генератора на аммиаке . . . . .	44
§ 2. Создание молекулярного генератора . . . . .	54
Выводы . . . . .	75
Глава IV	
Квантовые парамагнитные усилители . . . . .	76
§ 1. Предложения по использованию электронного парамагнитного резонанса. Двухуровневый усилитель . . . . .	77
§ 2. Метод трех уровней. Создание непрерывно действующего усилителя . . . . .	82
§ 3. Коэффициент шума . . . . .	92
Выводы . . . . .	96

## Глава V

Оптические квантовые генераторы . . . . .	98
§ 1. Предложения о распространении нового метода генерации и усиления на более короткие длины волн . . . . .	99
§ 2. Создание первых образцов оптических квантовых генераторов . . .	105
2.1. Твердотельные лазеры . . . . .	105
2.2. Газовые лазеры . . . . .	113
2.3. Полупроводниковые лазеры . . . . .	118
Выводы . . . . .	133

## Глава VI

Основные особенности развития квантовой электроники . . . . .	135
Литература . . . . .	148
Указатель имен . . . . .	157

---

*Ирина Михайловна Дунская*

### **Возникновение квантовой электроники**

*Утверждено к печати Институтом истории естествознания и техники*

Редактор издательства *Н. Н. Соколова*, Художник *М. И. Шнейдер*

Технический редактор *Ю. В. Рылина*

Сдано в набор 19/XI 1973 г. Подписано к печати 3/IV 1974 г. Формат 60×90<sup>1/16</sup>. Бумага № 1.  
Усл. печ. л. 10 Уч.-изд. л. 11,3 Тираж 4450. Т-03616. Тип. зак. 3195 Цена 72 коп.

Издательство «Наука» 103717 ГСП, Москва, К-62, Подосенский пер., 21  
2-я типография издательства «Наука». 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

72 коп.

04  
269/2



ИЗДАТЕЛЬСТВО • НАУКА •