1966 г. Март *Том 88, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.375.9

ПОЛУЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ*)

Ч. Таунс

ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ И ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Свет, который использовался человеком с тех пор, как он впервые увидел Солнце, и вплоть до недавнего времени, обусловлен главным образом спонтанным излучением, которое подобно излучению раскаленных тел. Такой же характер носит и электромагнитная радиация большинства других типов (инфракрасное и ультрафиолетовое излучения, γ-лучи). Максимум интенсивности излучения, или, точнее, мощность, испускаемая с единицы площади в единичный телесный угол, в единичный спектральный интервал, описывается планковским законом излучения черного тела от нагретых объектов. Этот закон ставит верхний предел для интенсивности радиации — предел, который увеличивается с ростом температуры. Однако раньше мы встречались лишь с температурами в несколько десятков тысяч или, самое большее, в несколько миллионов градусов.

Иначе обстоит дело с радиоволнами. Хотя мы, по-видимому, этого и не сознаем, многие из наших представлений о радиоволнах и световых волнах отличаются друг от друга, несмотря на то, что еще до открытия радиоволн Максвелл показал, что и те и другие описываются одними и теми же уравнениями. Излучение абсолютно черного тела на радиочастотах настолько слабо, что радиоизлучение нагретых объектов долгое время даже не могли обнаружить. Поэтому открытие радиоволн Герцем, а затем всестороннее их использование зависело от наличия источников совершенно другого типа — генераторов и усилителей, для которых само понятие температуры излучения черного тела казалось неуместным. Например, если мы выразим интенсивность излучения современного электронного генератора через температуру, то типичное значение ее будет от 10^{10} до 10^{30}° К.

---

*) Charles H. Townes, Production of Coherent Radiation by Atoms and Molecules, IEEE Spectrum 2 (2), 30 (1965). Copyright C The Nobel Foundation, 1965. Нобелевская лекция, прочитанная 11 декабря 1964 г. в Стокгольме. Перевод А. З. Грасюка.

В оригинале — резюме: «Методы квантовой электроники открывают новые интересные пути для генерации и исследования почти всего спектра акустических колебаний и большей части спектра электромагнитных волн. Можно предвидеть очередной этап быстрого развития этой области».

В 1964 г. Нобелевская премия по физике была присуждена советским физикам Н. Г. Басову и А. М. Прохорову и американскому физику Ч. Таунсу. Нобелевские лекции советских физиков были опубликованы в УФН (т. 85, вып. 4, апрель 1965 г.). В этих статьях содержатся подробные ссылки на работы советских авторов. Мы публикуем здесь Нобелевскую лекцию третьего лауреата Нобелевской премии 1964 г. по физике Ч. Таунса.

Эти два режима, радиотехнический и оптический, в настоящее время в значительной мере сблизились в области, известной как квантовая электроника, открыли друг перед другом интересные перспективы и создали мощные экспериментальные методы.

Открытие радиолокации стимулировало много важных применений электроники к решению научных проблем. В частности, меня в конце 40-х гг. 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 и составлявший около одного миллиметра. Генерация высших гармоник и некоторые другие специальные методы допускали интересный, хотя и довольно медленный, прогресс. Основная проблема, связанная с созданием электронных усилителей и генераторов, состояла в том, что некоторая часть прибора, требовавшая тщательного выполнения и настройки, должна была быть столь же малой, как и длина волны генерируемого излучения. Это ставило предел для конструирования работоспособных приборов [1] и было тем экспериментальным препятствием, которое, казалось, неизбежно должно было разделить методы, применимые в радиодиапазоне, и методы, приемлемые для получения более коротких волн инфракрасного и оптического излучения. А почему бы не использовать атомные и молекулярные генераторы, уже изготовленные для нас природой? Это была тема, к которой постоянно возвращались и которую неоднократно отвергали. Из закона излучения черного тела и основных положений термодинамики следует, что взаимодействие электромагнитных волн с веществом любой температуры *) не может привести к усилению, так как излучение при заданной температуре вещества, обусловленное этим взаимодействием, нельзя сделать более интенсивным, не нарушив второго начала термодинамики. Но уже в 1917 г. Эйнштейн развил аргументы термодинамики, чтобы детально исследовать природу взаимодействия между электромагнитными волнами и квантовомеханической системой. Из его выводов почти немедленно следует тот путь, на котором можно добиться усиления излучения атомами и молекулами. Скорость изменения электромагнитной энергии, содержащейся в области взаимодействия с группой молекул, должна, согласно Эйнштейну, иметь следующий вид:

$$\frac{dI}{dt} = AN_b - BIN_a + B'IN_b, \tag{1}$$

где N_b и N_a — числа молекул в верхнем и нижнем квантовых состояниях, которые для простоты мы предполагаем невырожденными, A и B — постоянные. Таким образом, первый и второй члены описывают соответственно спонтанное излучение и поглощение. Третий член характеризует собой испускание квантов при переходе молекулы из верхнего состояния, вызванное наличием радиации интенсивности I, и поэтому называется индуцированным излучением.

При равновесии, когда $dI/dt = 0$, имеем

$$I = \frac{AN_b}{BN_a - B'N_b}.$$

*) Строго говоря,—любой положительной температуры. Как будет впоследствии отмечено, можно определить отрицательные абсолютные температуры.

Довольно простые термодинамические рассуждения показывают, что $B = B'$, и дают отношение A/B. Хотя закон Больцмана

$$N_b = N_a e^{-W/kT}$$

требует, чтобы при любой температуре выполнялось неравенство $N_b < N_a$, из формулы (1) сразу следует, что если $N_b > N_a$, то dI/dt всегда будет положительным и, таким образом, будет иметь место усиление. Разумеется, это состояние для группы молекул является неравновесным. Следовательно, полученное условие успешно устраняет ограничения, которые ставит излучение черного тела. Состояние с $N_b > N_a$ называют иногда состоянием с инверсной населенностью или с отрицательной температурой [2], так как в законе Больцмана его можно получить, предполагая абсолютную температуру отрицательной.

Термодинамическое равновесие между двумя состояниями группы атомов требует не только выполнения соотношения Больцмана

$$N_b = N_a e^{-W/kT},$$

но и случайных значений фаз волновых функций атомов. В классическом смысле это означает, что при наличии в каждом из атомов колеблющихся электронов не должно быть корреляции между фазами этих колебаний, если всю группу можно описать как термодинамически равновесную. Фактически соотношение Эйнштейна (1) предполагало, что фазы беспорядочны. А если это не так, то мы имеем другое условие, которое позволит атомам усиливать электромагнитные волны даже в случае, когда $N_b < N_a$. Это условие дает еще одну возможность выйти за рамки ограничений, поставленных законом излучения черного тела и термодинамическим равновесием; его можно использовать для получения усиления как в отдельности, так и в сочетании с первым условием.

Далее, с помощью термодинамики можно показать, что индуцированное излучение (или поглощение) является когерентным с индуцирующим излучением. Другими словами, энергия, излучаемая молекулярными системами, имеет то же самое распределение поля и ту же самую частоту, что и индуцирующее излучение, а следовательно, и постоянную (возможно, нулевую) разность фаз. Это можно также показать несколько более явно путем квантовомеханического расчета процесса перехода.

В период 20-х и 30-х гг. экспериментаторы уделяли мало внимания индуцированному излучению. В то время в центре внимания большинства физиков была атомная и молекулярная спектроскопия. Позднее, в 40-х гг., эксперименты по получению индуцированного излучения обсуждались, по крайней мере не формально, и интересовали нескольких радиоспектроскопистов, в том числе и меня. Но эти эксперименты казались лишь довольно трудной задачей, которую вряд ли имело смысл решать. В прекрасной статье Лэмба и Ризерфорда о тонкой структуре водорода, опубликованной в 1950 г. [3], имеется краткое замечание об отрицательном поглощении в связи с инверсией населенности. А годом позже Перселл и Паунд [4] опубликовали свои поразительные доказательства инверсной населенности и индуцированного излучения. Фактически инверсия населенности и ее воздействие на излучение в несколько менее явной форме уже была показана в экспериментах Блоха [5] и др. по резонансу. Но все эти эффекты были столь малы, что всякое усиление подавляли потери из-за других, конкурирующих процессов, а использование этих эффектов для усиления, по-видимому, не было серьезно рассмотрено вплоть до работ Басова и Прохорова [6], Вебера [7] и Гордона, Цайгера и Таунса [8, 9] в начале 50-х гг.

Мой собственный интерес основывался на осознании того, что когерентные генераторы с очень короткими длинами волн можно создать, видимо, используя только молекулярный или атомный резонанс, а также на внезапном открытии в 1951 г. конкретной схемы, которая, казалось, дала реальную возможность для генерации коротких волн за счет молекулярного усиления.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ МАЗЕРОВ

Решающее условие для генерации, к которому также пришли Басов и Прохоров, заключалось в том, чтобы создать с помощью некоторого резонансного контура положительную обратную связь и сделать так, чтобы коэффициент усиления энергии волны за счет индуцированных молекулярных переходов был больше, чем потери в схеме.

Рассмотрим резонатор с проводящими стенками, объемом V и добротностью Q. Величина добротности определяет мощность, потерянную из-за сопротивления в стенках, которая равна $\overline{E}^2 V\nu/4Q$, где $\overline{E}^2$ — квадрат напряженности электрического поля в моде, усредненный по объему, а ν — частота. Если молекулу, находящуюся в возбужденном состоянии, поместить в поле напряженности E, то скорость передачи энергии полю равна

$$\left(\frac{E\mu}{\hbar}\right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu},$$

если частота поля совпадает с резонансной частотой ν перехода между двумя состояниями молекулы. Здесь μ — матричный элемент дипольного момента, соответствующий молекулярному переходу, а $\Delta\nu$ — ширина молекулярной резонансной кривой на уровне половины от максимального значения (если предполагать лоренцеву форму линии). Следовательно, для N_b молекул в верхнем состоянии и N_a — в нижнем состоянии мощность, передаваемая полю в резонаторе, равна

$$(N_b - N_a)\left(\frac{\overline{E\mu}}{\hbar}\right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu}.$$

Если молекулы распределяются неравномерно по резонатору, то E^2 необходимо усреднить по объему. Тогда, чтобы суммарный коэффициент усиления по мощности был положительным, необходимо

$$(N_b - N_a)\left(\frac{\overline{E\mu}}{\hbar}\right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu} \geqslant \frac{E^2 V\nu}{4Q}.$$

Это выражение дает условие самовозбуждения колебаний в резонаторе

$$N_b - N_a \geqslant \frac{3hV\Delta\nu}{16\pi^2 Q\mu^2}. \qquad (2)$$

В настоящее время имеется бесчисленное множество способов, с помощью которых можно выполнить условие самовозбуждения, и некоторые из них удивительно просты. Однако система, которая, по-видимому, впервые дала реальную надежду осуществить такой генератор, состояла из пучка молекул аммиака, проходящего через объемный резонатор, как показано на рис. 1. Используемый переход был хорошо известным инверсионным переходом аммиака с частотой 23 870 *Мгц*. Фокусирующее устройство, в котором использовались неоднородные электрические поля, стремилось удалить из пучка молекулы, находящиеся в основном состоянии, и сфокусировать возбужденные молекулы вдоль оси пучка и резонатора, обеспечив тем самым условие $N_b \gg N_a$. Решающую роль в создании

в 1954 г. первой действующей системы, после 2,5 лет экспериментальной работы [9,10], сыграл Дж. Гордон, а Г. Цайгер был ценным сотрудником в первый год работы и на стадии ранних разработок. Мы назвали систему такого типа мазером. Это название образовано из первых букв слов: microwave amplification by stimulated emission of radiation (усиление микроволнового излучения за счет индуцированного излучения.— *Перев.*). Идею успешно распространили на такое множество приборов и частот,

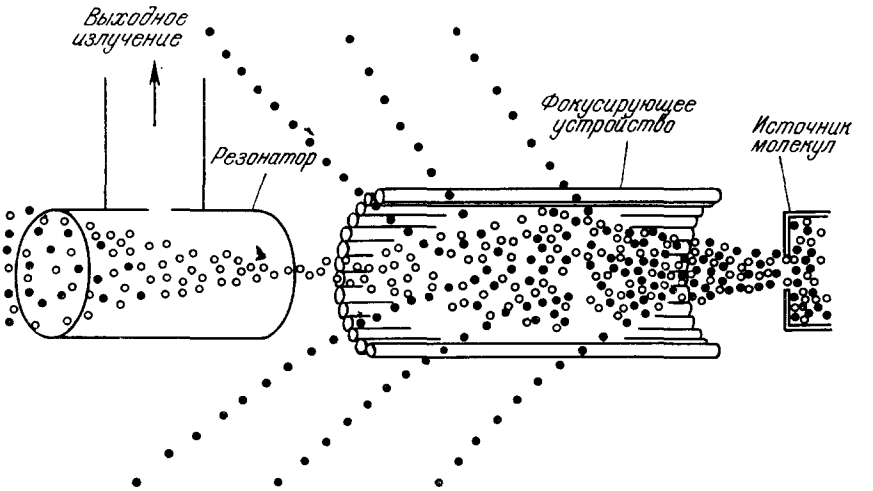

Рис. 1. Аммиачный (пучковый мазер).

Молекулы из источника попадают в сортирующее устройство, которое фокусирует и направляет в объемный резонатор возбужденные молекулы (светлые кружки) и удаляет молекулы, находящиеся в основном состоянии (темные кружки). Достаточно большое число возбужденных молекул в объемном резонаторе приводит к возникновению в нем осциллирующего электромагнитного поля, которое излучается в виде выходного микроволнового сигнала. К концу своего пути через резонатор некоторые молекулы, отдав энергию полю, возвращаются в основное состояние.

что, вероятно, стоит обобщить это название хотя бы для того, чтобы понимать под ним молекулярное усиление за счет индуцированного излучения. Однако в радиодиапазоне эти приборы иногда называли «разерами», а для света удобным и общепринятым является термин «лазер». Мазерное усиление лежит в основе новой отрасли, известной как квантовая электроника, т. е. электроника, где главную роль играют явления, имеющие специфическую квантовомеханическую природу. Хорошо известно, что с помощью относительно небольших видоизменений из усилителя обычно можно сделать генератор или наоборот. Однако лишь после того, как была начата экспериментальная работа по мазеру, мы поняли, что этот тип усилителя является исключительно малошумящим. Главная причина низкого уровня шумов может быть установлена просто. Молекулы сами по себе являются незаряженными, так что их движение, в отличие от движения электронов через усилители на вакуумных лампах, не вызывает нежелательных электромагнитных сигналов. Следовательно, сигнал, введенный в объемный резонатор, конкурирует лишь с тепловым шумом, имеющимся в резонаторе в результате теплового излучения его стенок, и со спонтанным излучением возбужденных молекул. При этом спонтанное изучение можно рассматривать как излучение, вызванное флуктуирующим полем с энергией $h\nu$. Так как $kT \cong 200\ h\nu$ для микроволнового излучения в резонаторе при комнатной температуре, тепловое излучение в резонаторе является более существенным, чем спонтанное. Таким образом, только наличие теплового излучения ставит

предел по чувствительности, ибо шум усиливается точно так же, как и сигнал.

Приведенные выше рассуждения показывают также, что если резонатор находится при 0° К и никакой внешний шум не попадает в него вместе с сигналом, предельные шумовые флуктуации определяются спонтанным излучением, которое эквивалентно присутствию лишь одного кванта энергии в резонаторе. Фактически можно показать, что мазеры могут давать наиболее совершенное усиление, допускаемое принципом неопределенности. Динамика электромагнитной волны аналогична динамике механического гармонического осциллятора, причем электрические и магнитные поля соответствуют координате и импульсу осциллятора. Следовательно, квантовомеханический принцип неопределенности указывает на неопределенность в одновременном определении электрического и магнитного полей в волне или, что то же самое, в определении полной энергии и фазы волны. Таким образом, можно показать, что если фазу электромагнитной волны задать квантовомеханическим оператором, то имеется соотношение неопределенности [11]

$$\Delta n \Delta \varphi \geqslant \frac{1}{2}. \tag{3}$$

Здесь Δn — неопределенность в числе фотонов в волне, а $\Delta\varphi$ — неопределенность фазы, измеренной в радианах.

Всякий усилитель, который дает на выходе некоторое представление фазы и энергии входной волны, непременно вносит неопределенность или флуктуации в интенсивность. Рассмотрим, например, идеальный мазер-усилитель, состоящий из большого числа молекул в верхнем энергетическом состоянии, взаимодействующих с начальной электромагнитной волной, которую считаем сигналом. Через некоторый промежуток времени электромагнитная волна возрастет до такой величины, что будет содержать очень большое число квантов. Следовательно, ее фазу и энергию можно будет измерить классическим способом.

Пользуясь ожидаемым или средним коэффициентом усиления, а также фазовым соотношением между конечной электромагнитной волной и первоначальным сигналом, можно измерить первоначальную волну с помощью мазера-усилителя.

Расчет соотношения между входной и выходной волнами с помощью хорошо разработанных квантовомеханических методов показывает, что это измерение входной волны оставляет неопределенность, равную минимальному значению, которое требует принцип неопределенности [11].

Далее, произведение $\Delta E \Delta H$ неопределенностей электрического и магнитного полей имеет минимально допустимое значение, когда $(\Delta E)^2 + (\Delta H)^2$ минимально. Неопределенность в числе квантов n в начальной волне есть

$$\Delta n = \sqrt{n+1}$$

а в фазе —

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2\sqrt{n}},$$

так что

$$\Delta n \Delta \varphi = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{n+1}{n}}.$$

Однако фаза имеет реальное значение только тогда, когда имеется столько различных квантов, что $\Delta n \Delta\varphi \to 1/2$ — минимум, допускаемый соотношением (3). Следовательно, шумовой фон, который имеет место даже в

отсутствие входного сигнала ($n = 0$), эквивалентен одному кванту $\Delta n = 1$ входного сигнала. Несколько менее идеальный мазер можно было бы создать из N_b и N_a молекул в верхнем и нижнем состояниях соответственно, взаимодействующих с входным сигналом. В этом случае флуктуации увеличиваются в $N_b/(N_b - N_a)$ раз. Если в усилителе имеется непрерывный входной сигнал и непрерывный усиленный выходной сигнал и задана полоса, в которой происходит усиление, то можно показать, что мощность выходного шума эквивалентна шуму, производимому входным сигналом:

$$N = \frac{h\nu\Delta\nu}{1 - N_a/N_b}.$$

Мощность шума N обычно характеризуют шумовой температурой T_n усилителя, определяемой выражением $N = kT_n\Delta\nu$. Таким образом, минимальная шумовая температура, которую допускает квантовая механика, есть шумовая температура мазера при $(N_a/N_b) \ll 1$, равная

$$T_h = \frac{h\nu}{k}. \tag{4}$$

Это эквивалентно указанной выше минимальной неопределенности энергии, равной энергии одного кванта ($\Delta n = 1$). В микроволновом диапазоне T_n, определяемое формулой (4), составляет приблизительно 1°, в то время как лучшие усилители других типов, существовавшие до создания мазеров, имели шумовые флуктуации в 1000 раз бóльшие. Интересно сравнить идеальный мазер, используемый в качестве детектора, с совершенным фотодетектором, таким, как счетчик γ-квантов. Счетчик γ-квантов может регистрировать отдельный фотон при почти полном отсутствии ложных сигналов, в то время как мазер всегда должен иметь ложный сигнал порядка одного фотона. Но фотодетектор не дает информации о фазе сигнала; он считает только кванты, поэтому принцип неопределенности допускает $\Delta n \to 0$.

К сожалению, совершенные фотодетекторы в микроволновом и радиодиапазоне отсутствуют и мазер является лучшим из имеющихся детекторов для этих длин волн. То же отсутствие шума, которое делает мазер хорошим усилителем, помогает сделать его исключительно хорошим источником монохроматического излучения, ибо когда условие самовозбуждения выполнено и мазер генерирует, низкий уровень шума означает, что случайные флуктуации частоты являются минимальными.

Рассмотрим теперь мазер-генератор, состоящий из группы возбужденных молекул в объемном резонаторе. Пусть частота молекулярного перехода будет ν_m, полуширина линии перехода на уровне половины максимальной интенсивности $\Delta\nu_m$, резонансная частота объемного резонатора ν_c, половина полосы его пропускания $\Delta\nu_c$. Если ν_m и ν_c различаются на величину меньшую, чем $\Delta\nu_m - \Delta\nu_c$, можно показать, что излучение при генерации имеет частоту

$$\nu = \frac{\nu_m Q_m - \nu_c Q_c}{Q_m + Q_c}, \tag{5}$$

где добротности Q_m и Q_c соответственно равны $\nu_m/\Delta\nu_m$ и $\nu_c/\Delta\nu_c$. Таким образом, если молекулярный резонанс значительно резче, чем в резонаторе, как это имеет место в мазере на пучке аммиака ($Q_m \gg Q_c$), то частота генерации [10]

$$\nu = \nu_m + (\nu_c - \nu_m)\frac{Q_c}{Q_m}. \tag{6}$$

Если объемный резонатор настроен так, что $\nu_c - \nu_m$ малó, то частота

генерации очень близка к молекулярной частоте ν_m и мы имеем генератор с почти постоянной частотой, основанный на движении молекул, — так называемые атомные часы.

Частоту ν невозможно абсолютно точно определить или измерить из-за шумовых флуктуаций, которые вызывают случайные флуктуации фазы волны. Фактически мазер подобен усилителю с положительной обратной связью, который усиливает всякий имеющийся в нем шум, а поэтому дает лишь более или менее стабильную генерацию. Если Q_m или Q_c велико и коэффициент усиления велик, то полоса системы становится исключительно узкой; однако она никогда не равна нулю, поэтому нельзя строго определить частоту. Среднее отклонение частоты от значения (5), вызываемое этими флуктуациями, после усреднения по времени t [14]

$$\varepsilon = \Delta\nu \left(\frac{W_n}{Pt}\right)^{1/2}, \tag{7}$$

где $\Delta\nu = \Delta\nu_c \Delta\nu_m/(\Delta\nu_c + \Delta\nu_m)$, P — мощность, излучаемая генератором, W_n — эффективная энергия источника флуктуаций. Когда $kT \gg h\nu$ в резонаторе с температурой T и резонансной частотой ν, эффективная энергия обусловлена тепловым шумом и $W_n = kT$. Если шумовые флуктуации вызваны спонтанным излучением, как это имеет место при $kT \ll h\nu$, то $W_n = h\nu$.

Полезно указать ширину спектральной линии излучения, получаемого от мазера-генератора, а также точность, с которой можно определить частоту. Полуширина спектрального распределения определяется теми же самыми шумовыми флуктуациями и выражается соотношением [10, 15, 16]

$$\delta = \frac{2\pi W_n}{P} (\Delta\nu)^2, \tag{8}$$

где $\Delta\nu$, W_n и P — те же самые величины, что и в формуле (7). Эта ширина δ обычно столь мала в мазерах-генераторах, что они, несомненно, являются наиболее монохроматическими из источников излучения, имеющихся на этих частотах.

МАЗЕРНЫЕ ЧАСЫ И УСИЛИТЕЛИ

Хотя пучковый мазер на аммиаке смог продемонстрировать усиление с малым уровнем шумов [17], его исключительно узкая полоса делает его (как и другие пучковые мазеры) более полезным в качестве чрезвычайно монохроматического источника электромагнитных волн, чем в качестве усилителя. У первого мазера выходная мощность была около 10^{-9} *вт*, а резонансная ширина $\Delta\nu$ около 2 *кгц*. Эта ширина определялась промежутком времени, который необходим пучку молекул для пролета через резонатор.

Так как частота генерации ν_m составляет 23 870 *Мгц*, относительная ширина спектральной линии, согласно (8), $\delta/\nu \simeq 10^{-14}$. Равенство (7) показывает, что за время $t = 100$ *сек* частота может быть определена с относительной ошибкой $\varepsilon/\nu = 2 \cdot 10^{-14}$, и, конечно, ошибка уменьшается для более длинных промежутков времени пропорционально $1/t^{1/2}$.

Однако использование аммиачного мазера в качестве генератора с постоянной частотой, или атомных часов, связано с дополнительной проблемой, которая, не являясь принципиальной, ставит предел для длительной стабильности. Эта проблема возникает, в частности, из-за изменений во времени температуры резонатора, что приводит к изменению ν_c.

Как видно из (6), эти изменения «сдвигают» ν. Изменения этого типа ограничили долговременную стабильность частоты аммиачных мазеров

вплоть до относительного ее значения 10^{-11}, однако и такой генератор представляет собой исключительно хорошие часы.

Недавно Гольденберг, Клеппнер и Рэмзи [19] разработали мазер пучкового типа, в котором используется переход между уровнями сверхтонкой структуры в основном состоянии атома водорода. В этом случае возбужденные атомы испытывают многократные отражения от стеклянных стенок в резонаторе, благодаря чему удается достигнуть резонансной ширины линии до 1 *гц*. Нынешняя конструкция водородного мазера дает генератор с длительной относительной нестабильностью не более чем 10^{-13}. По-видимому, эта система является лучшими из имеющихся в нашем распоряжении часов или стандартов времени.

На довольно большие возможности мазеров как усилителей обратили внимание после того, как обнаружили, что в некоторых твердых веществах, содержащих парамагнитные примеси, можно выполнить условие самовозбуждения [20]. Резонансные свойства парамагнитных атомов в твердых веществах и жидкостях были исследованы ранее, и многие из этих свойств были уже хорошо известны. Ширины этих резонансных спектральных линий различны для разных материалов и концентраций примеси. Они изменяются в интервале от малой доли *Мгц* до многих сотен *Мгц*. Частоты этих линий зависят от напряженности приложенного магнитного поля, и их легко регулировать. Таким образом, эти линии дают возможность выбрать для мазера-усилителя величину полосы пропускания, а также непрерывный диапазон рабочих частот.

Парамагнитный атом со спином $^1/_2$ имеет два энергетических уровня, которые при наличии магнитного поля отличаются друг от друга на величину, обычно соответствующую частоте $\nu = 2{,}8\ H$ *Мгц*, где H — магнитное поле в *гс*. Отсюда ясно, что бóльшую часть микроволнового диапазона можно перекрыть с помощью не слишком больших магнитных полей. В первом предложенном парамагнитном мазере были использованы примесные атомы подобного типа в кристаллах Si или Ge. Релаксация между двумя состояниями в таких случаях была достаточно медленной и можно было бы достичь необходимой инверсной населенности [20]. Однако вскоре после этого Бломберген [21] предложил значительно более удобный, так называемый трехуровневый мазер на твердом теле. Эта система позволяла непрерывно получать инверсную населенность, а следовательно, и непрерывное усиление, что было весьма трудно получить в предыдущей двухуровневой системе.

Парамагнитные атомы с моментом количества движения, обусловленным спином электронов S бóльшим, чем $^1/_2$, имеют $2S+1$ уровней, которые вырождены, когда атом находится в свободном пространстве. Но эти уровни могут расщепиться за счет «кристаллических полей» или взаимодействий с соседними атомами, если парамагнитные атомы находятся в твердом веществе. Энергетические уровни такой системы со спином $^3/_2$ и четырьмя уровнями соответствуют рис. 2, если система находится в магнитном поле. Под действием достаточно интенсивной электромагнитной волны частоты ν_{13} (частота, соответствующая переходу между уровнями 1 и 3) населенности этих уровней могут стать равными, т. е. уровни будут «насыщенными». В этом случае отношение населенности уровня 2 к населенности уровня 1 или 3 в стационарном режиме равно

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\frac{1}{T_{12}} \exp\left(-\frac{h\nu_{12}}{kT}\right) + \frac{1}{T_{23}}}{\frac{1}{T_{12}} + \frac{1}{T_{23}} \exp\left(-\frac{h\nu_{23}}{kT}\right)}.$$

Здесь T — температура кристалла, содержащего примеси, T_{12} и T_{23} — времена релаксации между состояниями 1 и 2 или 2 и 3 соответственно.

При $h\nu_{12} \gg kT$ и $h\nu_{23} \gg kT$, что имеет место при низких температурах (или при обычных температурах, если расстояния между уровнями соответствуют оптическим частотам), получим

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{T_{12}}{T_{23}}.$$

Если $h\nu_{12} \ll kT$ и $h\nu_{23} \ll kT$, что больше соответствует случаю микроволнового диапазона, то

$$\frac{n_2}{n_1} = 1 + \frac{h}{kT} \frac{\frac{\nu_{12}}{T_{12}} - \frac{\nu_{23}}{T_{23}}}{\frac{1}{T_{12}} + \frac{1}{T_{23}}}. \qquad (9)$$

Таким образом, если $(\nu_{12}/T_{12}) > (\nu_{23}/T_{23})$, то имеет место инверсия населенности между уровнями 2 и 1, или если $\nu_{12}/T_{12} < \nu_{23}/T_{23}$, то инверсия населенностей получается между уровнями 3 и 2, поскольку «накачивающее» излучение выравнивает населенности n_3 и n_1. Уравнение (9) в основном представляет собой результат, полученный Бломбергеном [21]. Он же предложил несколько перспективных парамагнитных материалов, пригодных для использования. Басов и Прохоров еще ранее предложили подобную трехуровневую «накачиваемую» схему для использования в пучковой молекулярной системе [22].

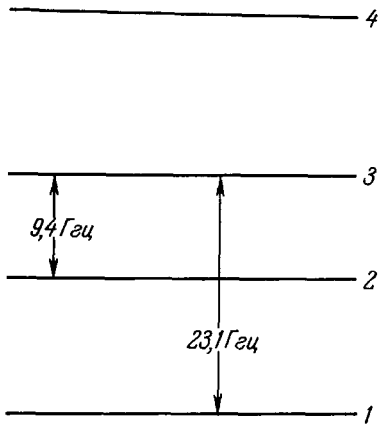

Рис. 2. Энергетические уровни Cr^{++} в рубине при специальной ориентации кристалла в магнитном поле 3900 э.

Для трехуровневого мазера частота накачки составляет 23,1 *Ггц*, а 9,4 *Ггц* — частота усиления или генерации.

Первый действующий парамагнитный мазер такого общего типа создали Сковил и др. [23], используя редкоземельные ионы в растворимых в воде кристаллах. Однако вскоре после этого более или менее стандартными стали другие, более удобные кристаллы, такие, как рубин [24] (ионы хрома в Al_2O_3). При этом были созданы исключительно чувствительные усилители для радиоастрономии, для связи с искусственными спутниками, а также для связи при космических экспериментах [25]. Они существенно улучшили возможности радиоастрономии и уже привели к новым открытиям [26, 27]. Обычно эти системы необходимо охлаждать жидким гелием, что представляет собой лишь техническую трудность, которую рано или поздно можно будет устранить. Но во всем остальном они довольно работоспособные и удобные усилители.

Можно довольно легко построить микроволновый мазер-усилитель, который имеет теоретическую шумовую температуру вплоть до 1 или 2°К; экспериментальные измерения подтвердили эту цифру [28]. Однако такой низкий уровень шумов нелегко измерить, так как почти любое измерение связано с использованием на входе и выходе усилителя схем, находящихся при температуре много больше чем 1°К и излучающих дополнительный шум в усилителе. Пока самая низкая шумовая температура из известных для всей приемной системы [29], использующей мазер-усилитель, составляет около 10° К. Это дает чувствительность в 100 раз бо́льшую, чем чувствительность микроволновых усилителей, созданных до изобретения мазера. Но мазеры стимулировали и другие работы по усилителям: некоторые

параметрические усилители, использующие более или менее классические свойства материалов, а не квантовую электронику, в настоящее время имеют чувствительность примерно лишь в пять раз худшую, чем приведенные выше цифры.

ОПТИЧЕСКИЕ И ИНФРАКРАСНЫЕ МАЗЕРЫ, ИЛИ ЛАЗЕРЫ

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, малошумящими усилителями и их использованием в различных научных экспериментах, оказались столь интересными, что отвлекли внимание от возможностей получения высоких частот.

Однако совместная работа с А. Шавловым [15], начатая примерно в это время, помогла нам открыть путь для значительно более быстрого и увлекательного распространения мазеров-генераторов в далекий инфракрасный, оптический и ультрафиолетовый диапазоны с частотами в 1000 раз более высокими, чем частоты любых ранее имевшихся в нашем распоряжении источников когерентного излучения. Именно мазеры для этих областей спектра, которые часто называют лазерами (название образовано из первых букв слов: light amplification by stimulated emission of radiation (усиление света за счет индуцированного излучения).— *Перев.*), вероятно, привели к наиболее впечатляющим новым научным методам и результатам. Важным аспектом этой работы было доказательство того, что имеются реальные системы, в которых можно получить условие самовозбуждения, и что определенная конкретная конструкция резонатора позволяет ограничить колебания в некоторых, точно определенных и желательных для нас модах. Резонатор, который был исследован, состоял просто из двух параллельных зеркал — хорошо известный резонатор Фабри — Перо, но со специально подобранными размерами.

Длина световых волн столь мала, что любой созданный нами макроскопический резонатор будет обладать размерами, которые велики по сравнению с длиной волны. В этом случае, в некотором разумном приближении, можно считать электромагнитное поле распространяющимся по прямым линиям и отражающимся от стенок резонатора. Условие самовозбуждения можно записать в виде

$$\left(\frac{\mu E}{h}\right)^2 \frac{h\nu\,(N_b - N_a)}{12\pi\Delta\nu} \geqslant \frac{E^2 V}{8\pi t}\,, \tag{10}$$

где t — время затухания света в резонаторе, имеющем отражающие стенки и объем V. Если путь света в резонаторе беспорядочен, то время затухания можно, вообще говоря, выразить через коэффициент отражения r от стенок, объем V, площадь стенки A и скорость света c, так что

$$t = \frac{6V}{(1-r)\,Ac}\,.$$

Следовательно, (10) принимает вид [15]

$$N_b - N_a \geqslant \frac{\Delta\nu}{\nu}\,\frac{h\,(1-r)\,Ac}{16\pi^2\mu^2 V}\,. \tag{11}$$

Это условие самовозбуждения почти не зависит от частоты, если относительная ширина линии $\Delta\nu/\nu$ не изменяется с частотой (как, например,

в случае эффекта Допплера). Коэффициент отражения и матричный элемент дипольного момента μ существенно не зависят от частоты в диапазоне, о котором идет речь. Следовательно, если условие самовозбуждения можно выполнить для одной частоты, то, вероятно, его можно выполнить повсюду от далекой инфракрасной до ультрафиолетовой области.

Существует еще одна проблема, связанная с резонатором, бо́льшим по сравнению с длиной волны, в котором имеется много мод. До тех пор пока моды, на которых возникает генерация, невозможно успешно регулировать, электромагнитное поле может одновременно возникнуть во многих модах и на многих частотах. Общее число мод в объемном резонаторе с частотами, расположенными в пределах линии атомного или молекулярного резонанса шириною $\Delta\nu$, равно

$$p = 8\pi^2 \frac{V\nu^2\Delta\nu}{c^3},$$

или $\sim 10^9$ для резонатора объемом около 1 *см*^{3}, частот оптического диапазона и обычной ширины атомной линии. Однако, к счастью, для большинства этих мод можно устранить возможность генерации.

Два малых параллельных зеркала, расположенных на расстоянии много большем, чем их диаметры, позволяют пучку света, идущему вдоль соединяющей их оси, много раз проходить взад и вперед. Для такого пучка время затухания равно $L/c\,(1-r)$, где L — расстояние между зеркалами, а r — коэффициент отражения. Таким образом, условие самовозбуждения запишется в виде

$$N_b - N_a \geqslant \frac{3\Delta\nu}{8\pi^2\nu}\,\frac{hc\,(1-r)}{\mu^2 L}.$$

Здесь предполагается, что дифракционные потери пренебрежимо малы. Пучок света, идущий по направлению, которое не параллельно оси, значительно быстрее уходит из объема, заключенного между зеркалами. Поэтому условие самовозбуждения для неаксиальных пучков потребует значительно большего числа возбужденных атомов, чем это требуется для аксиальных пучков, а условия генерации для последних можно выполнить без затраты энергии на неаксиальные световые волны.

Многие свойства мод электромагнитного поля между двумя квадратными, плоскими параллельными зеркалами размера D на расстоянии L друг от друга можно приближенно описывать как свойства мод в прямоугольном ящике указанных размеров, хотя, разумеется, граничные условия на ограничивающих плоскостях «ящика» будут несколько другими. Резонансные длины волн такого диапазона для волн, проходящих взад и вперед в направлении, близком к аксиальному, определяются [15] по формуле

$$\lambda = \frac{2L}{q}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{Lr}{Dq}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{Ls}{Dq}\right)^2\right], \tag{12}$$

где q, r, s — целые числа, $r \ll q$, $s \ll q$. Для более точного исследования мод требуется детальный численный расчет [30]. Для строго аксиального направления $r = s = 0$. При этом соседние моды разделены частотным интервалом, равным $c/2L$. Если этот частотный интервал несколько больше ширины атомной линии $\Delta\nu$, то иногда может генерировать только одна аксиальная мода. Аксиальная мода из-за дифракции имеет угловую ширину порядка λ/D, и если это сравнимо с углом D/L, то неаксиальные моды (r или $s \neq 0$) имеют существенно бо́льшие потери, чем аксиальные, и их колебания подавляются.

Если одно из зеркал частично прозрачно, то некоторая часть света переходит из аксиальной моды в приблизительно плоскую волну с угловой расходимостью порядка λ/D, определяемой дифракцией.

В оптических мазерах популярными и плодотворными были многие различные конструкции резонаторов, в особенности конструкции, основанные на конфокальном интерферометре Фабри — Перо. Однако, по-видимому, плоскопараллельный вариант дает самые простые средства для селекции одной отдельной моды.

Хотя в 1958 г. в качестве основы для оптических мазеров казалось перспективным большое число атомных систем, однако создание генератора, способного работать, и наиболее полный анализ, как и следовало

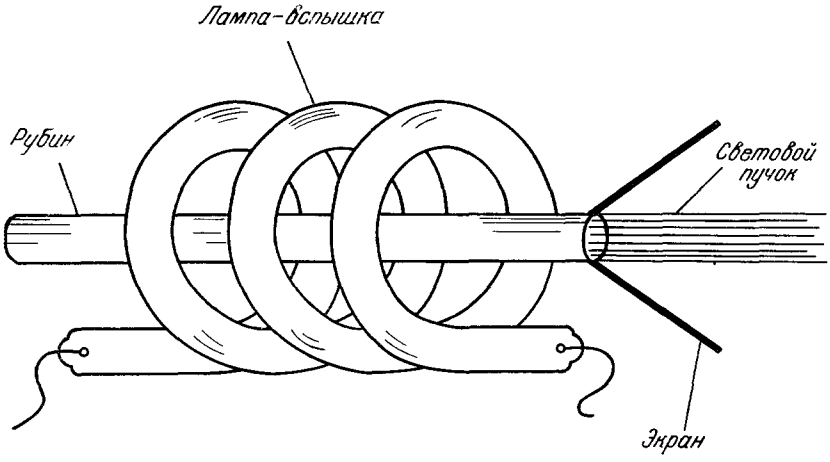

Рис. 3. Схема рубинового лазера (твердотельного лазера с оптическим возбуждением).

Когда работает газонаполненная лампа-вспышка, в рубиновом стержне возникают электромагнитные колебания и некоторая часть световых волн излучается в виде пучка через один не полностью отражающий торец стержня.

ожидать, были связаны с парами щелочных металлов. Было показано, что одна из таких систем генерирует [31]. Однако в настоящее время щелочные пары уже не представляют большого интереса, ибо оказалось, что значительно более полезными являются другие системы, которые в то время казались менее перспективными.

Первый работающий лазер — систему, состоящую из оптически возбуждаемых ионов хрома в рубине и дающую красный свет,— продемонстрировал Мейман в 1960 г. [32, 33]. Он пошел по пути, который казался на первый взгляд довольно трудным для получения инверсии населенности между основным состоянием и возбужденным состоянием иона Cr. Для инверсии населенности этот метод требует возбуждения по крайней мере половины из очень большого числа атомов в основном состоянии. В случае двух нормально незаселенных атомных состояний необходимо значительно меньшее возбуждение. Однако Мейману изящным способом удалось возбудить более половины ионов Cr в рубине с концентрацией хрома $^1/_{2000}$, используя очень интенсивный импульс света от лампы-вспышки. Система этого типа схематически показана на рис. 3. Успех метода позволил немедленно получить мазерную генерацию с весьма большой энергией, ибо если инверсия вообще достигается, то в возбужденных атомных состояниях должно быть запасено большое количество энергии. Поверхности рубина служили отражающими зеркалами. Коллинз и др. [34]

вскоре показали, что рубиновый лазер обнаруживает многие из характеристик, предсказанных для таких генераторов.

Рубиновый лазер нормально работает только в импульсном режиме из-за большой мощности, необходимой для достижения порога самовозбуждения, и излучает интенсивные вспышки красного света мощностью от 1 *квт* до 100 *Мвт*. Это положило начало целому семейству лазеров, состоящих из различных кристаллов и стекол с примесями и перекрывающих частоты от ближнего инфракрасного диапазона до оптического.

Вскоре после создания рубинового лазера Джаван, Беннет и Херриот [35] получили мазерную генерацию от атомов Ne, возбуждаемых столкновениями второго рода с метастабильным He, в соответствии с идеей, ранее предложенной Джаваном [36]. Для этой системы, показанной на рис. 4, требуется только газовый разряд в трубке, содержащей смесь He и Ne при низком давлении, и два зеркала на концах трубки. Этот лазер генерирует

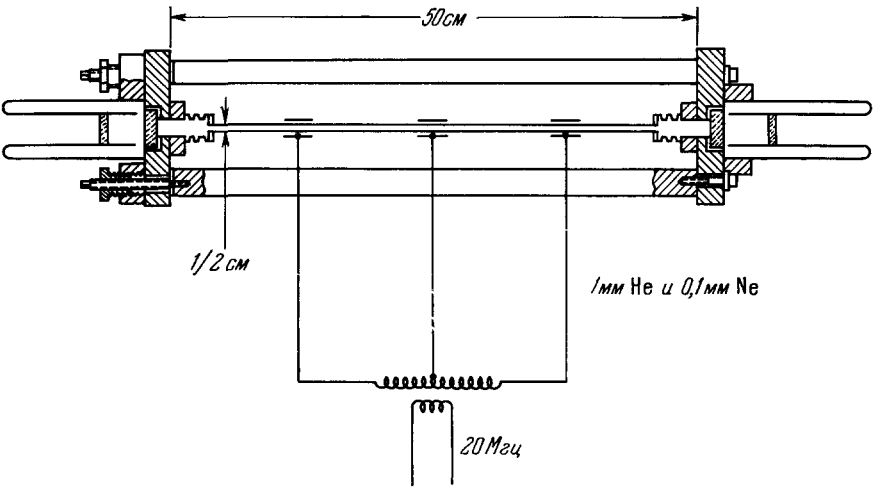

Рис. 4. Схема He — Ne (газоразрядного)-лазера.

Электрическое возбуждение может создать стационарную мазерную генерацию, в результате которой излучается пучок света из любого конца газоразрядной трубки, где имеются отражающие зеркала.

относительно малую мощность — около одного милливатта, однако приближается к идеальным условиям в значительно большей степени, чем рубиновый лазер, и дает непрерывный источник инфракрасного излучения с большой монохроматичностью и направленностью.

Метод возбуждения газов электрическим разрядом также привел к большому семейству лазеров, работающих на многих различных газах, имеющих сотни различных частот, причем длины волн простираются от нескольких десятых долей миллиметра до ультрафиолетовой области спектра. Для некоторых систем требуется весьма интенсивный разрядный импульс в газе. Другие (особенно некоторые из инфракрасных частот в благородных газах) самовозбуждаются настолько легко, что, по-видимому, мы уже случайно иногда имели дело с лазерами в прошлом. Вполне возможно, что электрический разряд в неоне или в других благородных газах, часто используемый для различных реклам, уже давно дает мазерные колебания в инфракрасном диапазоне, которые оставались незамеченными, так как это излучение не могло выйти наружу из стеклянных неоновых газовых трубок. Некоторые из частот этих колебаний представляют собой атомные переходы, которые раньше не обнаруживались, а для других переходы еще не идентифицированы.

Другой класс лазеров получил свое распространение благодаря открытию [37], что из области p — n-переходов полупроводника GaAs, через который проходит ток, может излучаться свет ближнего инфракрасного диапазона из-за процессов рекомбинации с очень большим квантовым выходом. Холл и др. [38] получили первые мазерные колебания в такой системе, причем свет распространялся параллельно плоскости перехода, отражаясь от граней маленького кристалла GaAs. Впрочем, в то же время или несколько позже аналогичные результаты были получены в других лабораториях [39, 40]. Лазер этого типа, показанный на рис. 5, имеет обычную величину и стоимость транзистора. Генерацию в нем можно вызвать, просто пропуская электрический ток. В некоторых случаях испускаемое излучение составляет более 50% входной электрической энергии, т. е. к. п. д. больше к. п. д. любого источника света.

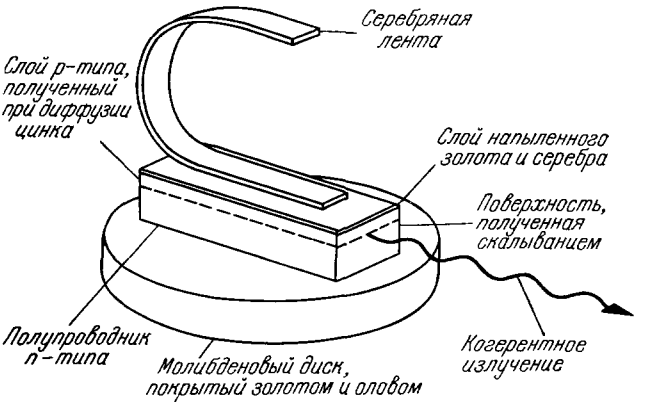

Рис. 5. Схема лазера на арсениде галлия (инжекционного, или полупроводникового, лазера).

Небольшое напряжение, приложенное между серебряной пластиной и молибденовым диском, может вызвать мазерные колебания, в результате чего испускается когерентное инфракрасное излучение.

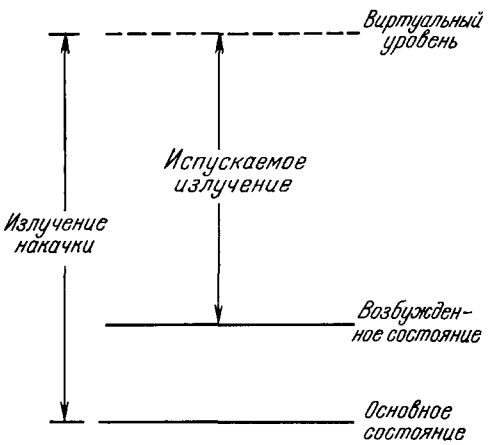

Рис. 6. Расположение энергетических уровней в рамановском лазере.

Такая система качественно напоминает трехуровневый мазер, причем один из уровней является «виртуальным», или не характерным для молекулы, когда поле отсутствует.

В настоящее время имеется большое семейство полупроводниковых лазеров, причем в некоторых из них используются p — n-переходы, в иных —возбуждение внешним электронным пучком [41]. Диапазон этих длин волн простирается от 10 μ в инфракрасной области до центра видимой области.

Обычное рамановское рассеяние *) можно рассматривать как спонтанное излучение из виртуального состояния, как это показано на рис. 6. В соответствии с соотношениями Эйнштейна должно иметь место индуцированное излучение, связанное с любым спонтанным излучением. Джаван [42] установил принципы, связанные с использованием этого индуцированного излучения для рамановского лазера. Для этого требуется лишь достаточно большое число молекулярных систем, возбуждаемых излучением более высокой частоты, чем разрешенные рамановские переходы.

*) В нашей физической литературе употребляется термин «комбинационное рассеяние». (*Прим. ред.*)

Можно считать, что населенность виртуального уровня в рамановском лазере (см. рис. 6) больше, чем населенность первого возбужденного состояния, так что инверсия населенности между основным и первым возбужденным состояниями отсутствует. С другой стороны, необходимо, чтобы начальное, т. е. основное, состояние имело бо́льшую населенность, чем первое возбужденное состояние. Усиление можно рассматривать как параметрический процесс, где вспомогательным контуром служит молекулярный переход, или как процесс смешения основного и возбужденного состояний, при котором имеет место фазовая когерентность между различными молекулами. Это —«брешь» второго типа в законе излучения черного тела, о которой упоминалось выше. Аммиачный пучковой мазер сам по себе служит иллюстрацией усиления без обязательной инверсии населенности. Когда молекулы аммиака проходят через резонатор и находятся преимущественно в основном состоянии, они продолжают усиливать, ибо их колебания связаны по фазе друг с другом и имеют фазу, соответствующую электромагнитной волне.

Рамановские мазеры впервые получили Вудбэри и Нг [43]. Было использовано возбуждение молекул различных жидкостей весьма интенсивным лучом от импульсного лазера. Эти лазеры также имеют теперь много модификаций. При этом получают частоты, отличающиеся от частоты луча первоначального, задающего мазера на малое целое число, умноженное на частоту колебательного молекулярного перехода. Распространению лазеров этого типа существенно содействовал Терхьюн [44]. Их действие рассматривалось в большом числе теоретических работ [42, 45].

СОВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРОВ

Как же в настоящее время обстоят дела с осуществлением различных теоретических прогнозов относительно характеристик мазеров?

Прежде всего, отметим общее расширение частотного диапазона, в котором мы имеем когерентные усилители и генераторы. Этот диапазон увеличен, пожалуй, более чем в 1000 раз. Однако имеются еще дополнительные области спектра, в которых необходимо развивать подобные методы. Прогресс был особенно быстрым в течение последних нескольких лет. Мазерные колебания в инфракрасной, оптической и ультрафиолетовой областях спектра получены теперь многими способами и оказываются легко осуществимыми. Непрерывно появляются новые механизмы возбуждения и новые системы. Однако еще имеются два спектральных диапазона, где такие источники излучения редки или вообще не существуют. Один из этих диапазонов находится в субмиллиметровой, или далекой инфракрасной, области. Эту область в известном смысле захватили и завоевали мазеры. Но методы исследования в данном спектральном участке еще примитивны, а частоты, полученные в мазерах, перекрывают этот участок лишь в отдельных точках. Возможно, будущие работы дадут интересные исследования в этой области и приведут к весьма плодотворной спектроскопии высокой разрешающей силы.

Другой диапазон, в котором еще не разработаны когерентные генераторы,— это еще более короткие волны, неограниченно простирающиеся за ближний ультрафиолетовый участок, в котором сейчас имеются такие генераторы. Можно показать, что существуют довольно серьезные и фундаментальные ограничения для продвижения в сторону более коротких волн из-за непрерывно увеличивающегося числа электромагнитных мод в данном объеме, а также из-за все быстрее и быстрее растущих потерь энергии в них за счет спонтанного излучения.

Рассмотрим резонатор с фиксированным объемом, с постоянным коэффициентом отражения от стенок, с постоянной относительной полосой пропускания $\Delta\nu/\nu$. При подходе к порогу самовозбуждения (11) мощность, излучаемая спонтанно во все моды системы [15], возрастает как ν^4. В оптической области эти потери по мощности составляют в обычных условиях несколько *мвт*, в то время как при 50 Å, т. е. в диапазоне мягкого рентгена, эта мощность была бы равна 10^5 *вт*. В этом случае было бы очень трудно поддерживать условие самовозбуждения. Но если какимнибудь способом его удалось бы выполнить и поддерживать, пучок когерентных рентгеновских лучей обладал бы мощностью во много *квт*. Поэтому естественно ожидать, что в конце концов будут разработаны мазеры с длиной волны несколько меньшей 1000 Å. Однако получить мазерные колебания в рентгеновском диапазоне будет несравненно труднее.

Рассмотрим теперь достигнутую монохроматичность. Экспериментально было показано, что для аммиачного пучкового мазера фазовые флуктуации микроволновых колебаний согласуются с теоретическим выражением (7) в пределах точности эксперимента, составлявшей около 50%. Это удалось показать, смешивая сигналы двух независимых аммиачных пучковых мазеров и исследуя относительное значение изменения разности их фаз [46]. Подобную методику можно применить для двух оптических генераторов, смешивая их световые пучки на фотоэлементе и детектируя частоту биений. Однако в этом случае технические трудности при достижении теоретического режима работы являются существенно более жетскими, чем в случае аммиачного мазера. Выражение (8) для типичного He — Ne-лазера предсказывает разброс частоты около 10^{-2} *гц*, или относительное значение $3\cdot10^{-17}$, для частоты генерации $3\cdot10^{14}$ *гц*.

Почти для всех мазеров, генерирующих в оптическом или ближнем инфракрасном диапазоне, требуется более острый резонанс, т. е. более высокое Q резонатора, чем Q атомного резонанса. Следовательно, согласно (5), частоту генерации определяют резонансные свойства резонатора. Таким образом, частота колебаний зависит от расстояния L между зеркалами, так как в соответствии с (12) $\nu = qc/2L$, где q — некоторое целое число. Если необходимо иметь относительную ширину генерируемой линии порядка $3\cdot10^{-17}$, как это согласно (8) следовало бы из теоретического значения для уровня шума, то расстояние между зеркалами не должно изменяться более чем на эту относительную величину. Для расстояния между зеркалами 1 *м* допустимое смещение должно быть меньше $3\cdot10^{-15}$ *см* — таково требуемое условие!

Если расстояние между зеркалами поддерживается постоянным посредством цилиндрических стержней, то L может все же изменяться в результате теплового возбуждения наиболее низкочастотных типов колебаний этих стержней. Такой процесс приводит к дополнительным флуктуациям, которые обычно больше, чем флуктуации за счет спонтанного излучения. Это дает относительное изменение частоты [47] $(2kT/YV)^{1/2}$, где T — температура, V — объем разделяющих стержней, а Y — их модуль Юнга.

Чтобы проверить монохроматичность лазеров, два He — Ne-лазера были тщательно смонтированы в акустически изолированном винном подвале нежилого уединенного дома так, чтобы акустические колебания были минимально возможными [47]. Каждую из двух пар зеркал разделили тяжелыми инваровыми стержнями длиной около 60 *см*. В этом случае предельные теоретические флуктуации, возникающие за счет тепловых смещений стержней, соответствовали относительным изменениям частоты порядка $5\cdot10^{-15}$ или частотным флуктуациям 2 *гц*. Свет от каждого лазера направляли в фотодетектор, а биения исследовались радиотехническими

методами. Этот эксперимент показал, что в благоприятных условиях, в отсутствие акустических помех или тепловых переходных процессов в инваровых стержнях, изменение частот лазеров за время порядка нескольких секунд было меньше 20 *гц*, т. е. около 10^{-13}. Это в 10 раз больше предела, обусловленного тепловыми флуктуациями, но соответствует обнаружению смещений двух зеркал до $5 \cdot 10^{-12}$ *см*, т. е. до размеров, сравнимых с диаметром ядер. По-видимому, при большей тщательности можно получить результаты, еще более близкие к теоретическим значениям.

Самые узкие атомные спектральные линии имеют ширину порядка 10^8 *гц*, так что лазеры дают излучение примерно в 10^6 раз более монохроматичное, чем излучение других источников света. Такого рода свет может интерферировать сам с собой, пройдя расстояние около 10 000 *км*. Следовательно, с его помощью можно, в принципе, измерить такое расстояние с точностью до одной длины световой волны, если бы имелся какой-нибудь столь постоянный оптический путь. В ряде лабораторий были проведены интерференционные опыты с лазерным светом на расстояниях порядка нескольких сотен метров, когда не требуется принимать специальные меры для устранения акустических или других помех.

Третье свойство лазерного света — его направленность, или пространственная когерентность по сечению пучка. Как было отмечено выше, некоторые генерируемые моды должны представлять собой плоскую волну с поперечным сечением, сравнимым с диаметром зеркала D. He — Ne-лазер, по-видимому, легко можно отрегулировать так, чтобы он генерировал такой тип колебаний, причем было показано [35, 48], что его пучок имеет почти ожидаемую расходимость λ/D, обусловленную дифракцией.

Пространственная когерентность, или плоскостность, лазерного пучка означает, что весь пучок можно сфокусировать микроскопом в область размером $\lambda/2$, определяемую разрешающей силой микроскопа. Аналогично, свет лазера можно передавать через телескоп в виде пучка с угловой шириной, определяемой просто угловым разрешением телескопа и, следовательно, много меньшей, чем угловая расходимость λ/D пучка, выходящего из маленького лазера. В идеальном лазере вся энергия с самого начала создается в одной моде. Эту энергию можно передать другой отдельной моде с помощью оптической системы, не нарушая законы распределения яркости, хорошо известные в оптике.

Это приводит нас к четвертому важному свойству — интенсивности, или яркости, которую можно получить с помощью мазеров. Как было отмечено вначале, коль скоро имеется возможность когерентного усиления, то нет жесткого предела для интенсивности, ибо больше не действует равновесная термодинамика и закон Планка. Ограничения накладывают лишь имеющаяся входная энергия, тепловые потери и размеры используемой системы.

Если всего один *мвт* мощности, излучаемой He — Ne-лазером, сфокусировать хорошей линзой, то плотность мощности становится высокой, так как площадь поперечного сечения сфокусированного пятна обычно лишь составляет около $\lambda^2/4$, а именно, плотность мощности равна $4 \cdot 10^5$ *вт/см*. Эффективная температура такого пучка ввиду его монохроматичности также довольно высока, примерно 10^{19} °K для света с шириной спектральной линии 20 *гц*.

Импульсные системы, в особенности такие, как рубиновый лазер, излучают значительно бо́льшую мощность, хотя они далеко не достигают тех пределов когерентности, которые достигаются с помощью газовых лазеров. Рубиновые лазеры излучают энергию от нескольких десятых долей джоуля до нескольких сотен джоулей в импульсе длительностью от

10^{-3} до 10^{-8} *сек*. Таким образом, мощность может быть до 10^9 *вт* или более. Эффективная температура излучения составляет около 10^{23} °К. Вообще фактический предел для плотности мощности ставит предельная интенсивность света, при которой в оптических материалах еще не происходит пробоя или ионизации. Мощность 10^9 *вт*, сфокусированная в пятно диаметром 10^{-2} *мм*, дает напряженность электрического поля в оптической волне около 10^9 *в/см*, которая одного порядка с полями, удерживающими валентные электроны в атоме. Следовательно, такая мощность уже ионизует и разрушает все материалы. Радиационное давление в такой фокальной точке также становится большим, составляя около 10^{12} *дин/см*, или 10^6 *атм*.

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Очевидно, что более идеальный и более интенсивный свет, который получается мазерными методами, как и следует ожидать, найдет применение в обширных и многочисленных отраслях техники и науки хотя бы потому, что мы находим столь широкое применение для методов получения света и управления им. Большинство из этих применений — еще дело далекого будущего, и нет времени обсуждать здесь даже те из них, которые начали развиваться. Я только упомяну, что в технике лазеры начали работать в таких разнообразных областях, как радиолокация, хирургия, сварка, геодезическая съемка и микроскопия. Немного больше места мы посвятим здесь обсуждению трех обширных отраслей науки, в которые, как можно ожидать, оптические, инфракрасные и ультрафиолетовые мазеры внесут свой вклад.

Видимо, мазеры обеспечат наиболее точные измерения двух фундаментальных величин: времени и длины. Наиболее стабильные колебания в течение короткого промежутка времени, очевидно, дают мазерные генераторы; для более длительных промежутков времени водородный мазер, по-видимому, представляет собой наиболее точные из всех имеющихся часов. Свет оптических мазеров позволяет проводить измерение расстояния с принципиально новой точностью и, кажется, уже способен улучшить наш эталон длины. Эта новая точность наводит на мысль об интересных экспериментах, посвященных некоторым фундаментальным свойствам нашего пространства, а также применение больших точностей к множеству физических эффектов. В настоящее время уже проведены эксперименты по повышению точности, с которой можно экспериментально проверить преобразования Лоренца [49, 50]. Видимо, можно также ожидать большей точности измерения скорости света. Если мы немного заглянем в будущее, то станет ясным, что методы квантовой электроники позволят непосредственно измерить частоту света, а не только его длину волны. К этому можно добавить генерацию гармоник радиочастоты, усиление полученных новых частот и снова генерацию гармоник, до тех пор пока радиодиапазон не сольется с оптическими частотами. В конце концов это должно дать возможность измерить скорость света с точностью, с которой мы определяем время и расстояние. Другими словами, можно будет отказаться от отдельных эталонов времени и длины, так как c, умноженное на эталонное время, определит эталон длины с большей точностью, чем та, которую мы можем достигнуть сейчас.

Использование мазеров должно существенно расширить возможности спектроскопии. В частности, эти весьма монохроматические источники могут значительно улучшить разрешающую силу спектроскопических приборов и тем самым позволят более детально исследовать структуру атомов, молекул или твердых веществ. Этот прогресс может быть особенно

бурным в инфракрасной и далекой инфракрасной областях, где существующее разрешение намного меньше ширины атомных и молекулярных линий. С помощью лазеров уже создана спектроскопия большой разрешающей силы [51, 52], и вскоре можно ожидать еще более интересные работы такого общего типа.

Третья интересная область, для которой лазеры имеют важное значение, развилась как самостоятельная отрасль почти исключительно из-за существования лазеров и является областью, где научные исследования пока являются наиболее активными. Это то, что обычно называют нелинейной оптикой [53, 54], хотя сюда относятся некоторые явления, которые нельзя было раньше описать подобным образом. В прошлом мы привыкли рассматривать прохождение света сквозь пассивный оптический материал с более или менее фиксированными свойствами. Но в интенсивных лазерных пучках, которые теперь имеются, взаимодействие между светом и оптической средой является достаточно сильным и свойства среды нельзя больше считать постоянными. Среда искажается, ее молекулы колеблются, а поляризация электронов в их атомах изменяется нелинейно с приложенным полем. Теперь уже необходимо рассматривать динамику как света, так и оптической среды, а также и взаимодействие между ними.

К новым, уже наблюдавшимся явлениям относятся многофотонное поглощение, которое делает поглощение зависящим от интенсивности [55, 56]; генерация гармоник в оптических материалах и смешение световых частот [57–60]; возбуждение когерентных молекулярных колебаний и индуцированные эффекты Рамана [42–45]; индуцированное рассеяние Бриллюэна [61–62] *). Мы рассмотрим только два последних явления, так как они приводят к мазерам нового вида, один из которых генерирует фотоны.

ФОНОННЫЕ МАЗЕРЫ

Акустические волны подчиняются уравнениям, которые имеют тот же общий вид, что и уравнения для света, и обнаруживают много сходных явлений. Акустическая волна может привести к возбуждению атома или молекулы, или же получить энергию от них благодаря либо спонтанному, либо индуцированному излучению. Следовательно, можно ожидать мазерного действия от акустических волн, если найти систему, в которой молекулы достаточно тесно связаны с акустическим полем, и добиться соответствующего возбуждения, чтобы выполнить условие самовозбуждения. Первая такая система, которая была предложена, представляла собой инверсию спиновых состояний примесей в кристаллах методами, подобными тем, которые использовались для электромагнитных мазеров на твердом теле [63]. Как и ожидали, было показано, что система такого типа работает [64]. Однако более общедоступными методами, по-видимому, являются рассеяние Бриллюэна и тесно связанное с ним рамановское рассеяние, которые используют для получения усиления фазовую корреляцию, а не инверсию населенности. Эти процессы можно также рассматривать как параметрическое усиление. Последовательность максимумов и минимумов акустической волны может рассеивать свет почти так же, как дифракционная решетка. Так как волна движется, рассеяние сопровождается допплеровским сдвигом. Конечный результат, впервые проанализированный Бриллюэном [65], заключается в том, что рассеянный свет сдвигается

*) В нашей физической литературе употребляется термин «индуцированное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна». (*Прим. ред.*)

по частоте от частоты ν_0 первоначального пучка на величину

$$\nu = 2\nu_0 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}, \tag{13}$$

где v и c — соответственно фазовые скорости звука и света в среде, а θ — угол рассеяния. Энергия $h\nu$ передается рассеянной акустической волне с частотой ν. Если свет обладает достаточной интенсивностью, он может таким образом сообщить энергию акустическому полю быстрее, чем она теряется, и выполнить условие самовозбуждения, что приводит к стационарному образованию акустической энергии.

Для весьма больших акустических частот 10^9 и 10^{10} *гц*, которые получатся из (13), если θ не очень мало, потери обычно столь велики, что интересующее нас усиление нельзя получить с помощью обычного света. Но с помощью лазерных пучков мощностью в сотни *Мвт/см*^{2} вполне реально получить интенсивное образование акустических волн с помощью такого процесса индуцированного рассеяния Бриллюэна [61, 62], фактически столь интенсивное, что акустическая энергия может разрушить стекло или кварц. Это дает метод получения и исследований поведения весьма интенсивных акустических волн в почти любом материале, который будет пропускать свет,— возможность, которая раньше, очевидно, отсутствовала. Рассеяние Бриллюэна изучали и раньше с помощью спонтанного излучения. Но интенсивный монохроматический свет лазеров позволяет теперь значительно повысить точность работ по этой методике и дает также интересную информацию о распространении гиперзвуковых волн в веществах.

Не существует предела для акустических частот, которые можно получить в виде индуцированного излучения, хотя (13) и указывает нечто вроде этого для $\theta = \pi$, т. е. $2\nu_0 \frac{v}{c}$. Однако в оптической ветви фазовая скорость может быть очень большой. Фактически индуцированное рамановское рассеяние, или рамановский мазер, вкратце упомянутый выше, представляет собой результат возбуждения оптических ветвей колебательного спектра и генерирует когерентные молекулярные колебания. Таким образом, методы квантовой электроники открывают новые интересные пути для генерации акустических колебаний и исследования большей части акустического спектра, так же как и электромагнитного диапазона.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Через несколько лет это краткое сообщение не будет представлять большого интереса, ибо оно устареет, за исключением некоторых положений, носящих общий принципиальный характер или представляющих исторический интерес. Но, к счастью, их заменит дальнейший стремительный прогресс и лучшие результаты. Мы можем ожидать новый этап быстрого развития квантовой электроники — усовершенствования диапазона и характеристик мазеров, интенсивного применения их в науке и технике. По-видимому, спустя некоторое время мазерам и лазерам предстоит стать повседневными инструментами науки, а в исследовательской работе, где они показали так много возможностей,— они будут находить все более совершенное, систематическое и всестороннее применение.

Таков нынешний этап квантовой электроники, который должен дать реальную выгоду за счет появившихся новых методов работы с излучением.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Pierce, Phys. Today **3**, 24 (1950).
2. N. F. Ramsey, Phys. Rev. **103**, 20 (1956).
3. W. E. Lamb and R. C. Retherford, Phys. Rev. **79**, 549 (1950).
4. E. M. Purcell and R. V. Pound, Phys. Rev. **81**, 279 (1951).
5. F. Bloch, W. W. Hansen and M. Packard, Phys. Rev. **70**, 474 (1946).
6. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **27**, 431 (1954).
7. J. Weber, IRE Trans. on Electron Devices PGED-3, 1 (1953).
8. Quarterly Progress Rept., Columbia Radiation Lab., Dec. 1951; C. H. Townes, J. Inst. Elec. Commun. Eng. (Japan) **36**, 650 (1953).
9. J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes, Phys. Rev. **95**, 282 (1954).
10. J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes, Phys. Rev. **99**, 1264 (1955).
11. R. Serber and C. H. Townes, в сб. Quantum Electronics (C. H. Townes, ed.), New York, Columbia University Press, 1960, стр. 233; H. Friedburg, ibid, стр. 227.
12. K. Shimoda, H. Takahasi and C. H. Townes, J. Phys. Soc. (Japan) **12**, 687 (1957); M. W. Muller, Phys. Rev. **106**, 8 (1957); M. W. P. Strandberg, Phys. Rev. **106**, 617 (1957); R. V. Pound, Ann. Phys. (N. Y.) **1**, 24 (1957).
13. C. H. Townes, в сб. Advances in Quantum Electronics (J. R. Singer, ed.), New York, Columbia University Press, 1961, стр. 3.
14. K. Shimoda, T. C. Wang and C. H. Townes, Phys. Rev. **102**, 1308 (1956).
15. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).
16. Поправка в виде множителя 2 для δ, данного в [10] и [15], указана в работе: P. Grivet and A. Blaquiere, Proc. 1963, Symp. on Optical Masers, Polytechnic Institute of Brooklyn.
17. L. E. Alsop, J. A. Giordmaine, C. H. Townes and T. C. Wang, Phys. Rev. **107**, 1450 (1957); J. P. Gordon and L. D. White, Phys. Rev. **107**, 1728 (1957).
18. J. De Prins and P. Kartaschoff, в сб. Proceedings of Course XVII, Enrico Fermi International School of Physics, New York, Academic Press, 1962, стр. 88.
19. H. M. Goldenberg, D. Kleppner and N. F. Ramsey, Phys. Rev. Letts. **5**, 361 (1960); H. M. Goldenberg, D. Kleppner and N. F. Ramsey, Phys. Rev. **123**, 530 (1961).
20. J. Combrisson, A. Honig and C. H. Townes, Compt. rend. **242**, 2451 (1956); G. Feher, J. P. Gordon, E. Buehler, E. A. Gere and C. D. Thurmond, Phys. Rev. **109**, 221 (1958).
21. N. Bloembergen, Phys. Rev. **104**, 324 (1956).
22. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **28**, 249 (1955).
23. H. E. D. Scovil, G. Feher and H. Seidel, Phys. Rev. **105**, 762 (1957).
24. G. Makhov, C. Kikuchi, J. Lambe and R. W. Terhune, Phys. Rev. **109**, 1399 (1958).
25. A. E. Siegman, Microwave Solid State Masers, New York, McGraw-Hill, 1964.
26. L. E. Alsop, J. A. Giordmaine, C. H. Mayer and C. H. Townes, Astron. J. **63**, 301 (1958); J. A. Giordmaine, L. E. Alsop, C. H. Mayer and C. H. Townes, Proc. IRE **47**, 1062 (1959).
27. E. E. Epstein, Astron. J. **69**, 490 (1964).
28. R. W. De Grasse and H. E. D. Scovil, J. Appl. Phys. **31**, 443 (1960).
29. R. W. De Grasse, D. C. Hogg, E. A. Ohm and H. E. D. Scovill, J. Appl. Phys. **30** (1959).
30. A. G. Fox and T. Li, Bell Syst. Tech. J. **40**, 453 (1961).
31. S. Jacobs, G. Gould and P. Rabinowitz, Phys. Rev. Letts. **7**, 415 (1961).
32. T. H. Maiman, Nature **187**, 493 (1960).
33. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa and V. Evtuhov, Phys. Rev. **123**, 1151 (1961).
34. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett and W. Kaiser, Phys. Rev. Letts. **5**, 303 (1960).
35. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., and D. R. Herriott, Phys. Rev. Letts. **6**, 106 (1961).
36. A. Javan, Phys. Rev. Letts. **3**, 87 (1959).
37. R. J. Keyes, T. M. Quist, Proc. IRE (Correspondence) **50**, 1822 (1962).
38. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Garlson, Phys. Rev. Letts. **9**, 366 (1962).
39. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. Lasher, Appl. Phys. Letts. **1**, 62 (1962).

40. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag., B. Lax, A. L. McWhorter and H. J. Zeiger, Appl. Phys. Letts. **1**, 91 (1962).
41. Н. Г. Басов, О. В. Богданкевич, А. Г. Девятков, ДАН СССР **155**, 783 (1964); N. G. Basov and O. V. Bogdankevich, Symp. on Radiative Recombination in Semiconductors, Paris, Dunod, 1964, стр. 225.; C. Benoit à la Guillaume and J. M. Debever, Symp. on Radiative Recombination in Semiconductors, Paris, Dunod, 1964, стр. 255.
42. A. Javan, J. Phys. et radium **19**, 806 (1958); A. Javan, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 213 (1958); A. Javan, в сб. Proceedings of Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics, New York, Academic Press, 1964.
43. E. J. Woodbury and W. K. Ng. Proc. IRE (Correspondence), стр. 2367, Nov. 1962; G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, D. Weiner and E. J. Woodbury, Phys. Rev. Letts., Dec. 1, 1962, стр. 455.
44. R. W. Terhune, Solid State Design **4**, 38 (1963); R. W. Minck, R. W. Terhune and W. G. Rado, Appl. Phys. Letts. **3**, 181 (1963); B. Stoicheff, в сб. Proceedings of Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics, New York, Academic Press, 1964.
45. R. W. Hellwarth, Phys. Rev. **130**, 1850 (1963); H. J. Zeiger and P. E. Tannenwald, в сб. Quantum Electronics, Proceedings of the Third International Congress (P. Grivet and N. Bloembergen, Eds.) New York, Columbia University Press, 1964, стр. 1589; E. Garmire, F. Pandarese and C. H. Townes, Phys. Rev. Letts. **11**, 160 (1963).
46. E. L. Tolnas, Bull. Amer Phys. Soc. **5**, 342 (1960).
47. T. S. Jaseja, A. Javan and C. H. Townes, Phys. Rev. Letts. **10**, 165 (1963).
48. D. Herriott, J. Opt. Soc. Amer. **52**, 31 (1962).
49. C. P. Cedarholm and C. H. Townes, Nature **184**, 1350 (1959).
50. T. S. Jaseja, A. Javan, J. Murray and C. H. Townes, Phys. Rev. A **133**, 1221 (1964).
51. A. Szöke and A. Javan, Phys. Rev. Letts. **10**, 521 (1963).
52. R. Y. Chiao, B. P. Stoicheff, J. Opt. Soc. Amer. **54**, 1286 (1964); G. B. Benedek, J. B. Lastovka, K. Fritsch and T. Greytak, J. Opt. Soc. Amer. **54**, 1284 (1964); Д. И. Маш, В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ **47**, 783 (1964).
53. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, М., Изд. ВИНИТИ, 1964.
54. N. Bloembergen, Nonlinear Optics, New York; W. A. Benjamin (будет опубликовано).
55. I. D. Abella, Phys. Rev. Letts. **9**, 453 (1962).
56. J. A. Giordmaine and J. A. Howe, Phys. Rev. Letts. **11**, 207 (1963).
57. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, Phys. Rev. Letts. **7**, 118 (1961); P. A. Franken and J. F. Ward, Rev. Mod. Phys. **35**, 23 (1963).
58. J. A. Giordmaine, Phys. Rev. Letts. 8, 19 (1962); R. W. Terhune, P. D. Maker and C. M. Savage, Appl. Phys. Letts. **2**, 54 (1963).
59. J. Ducuing and N. Bloembergen, Phys. Rev. Letts. **10**, 1 (1963).
60. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P. S. Pershan, Phys. Rev. **127**, 1918 (1962); N. Bloembergen and P. S. Pershan, Phys. Rev. **128**, 606 (1962).
61. R. Y. Chiao, E. Garmire and C. H. Townes, в сб. Proceedings of Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics, New York, Academic Press, 1964.
62. R. Y. Chiao, C. H. Townes and B. P. Stoicheff, Phys. Rev. Letts. **12**, 592 (1964).
63. C. H. Townes, в сб. Quantum Electronics (C. H. Townes, ed.), New York, Columbia University Press, 1960, стр. 402; C. Kittel, Phys. Rev. Letts. **6**, 449 (1961).
64. E. B. Tucker, Phys. Rev. Letts. **6**, 547 (1961).
65. L. Brillouin, Ann. de Phys. (Paris) **17**, 88 (1922); M. Born, K. Wang, Dynamical Theory of Crystal Lattices, New York, Oxford, University Press, 1954, стр. 373.