

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ГАЗОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ \*)

B. R. Bennett

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Общие соображения . . . . .	120
II. Механизмы возбуждения . . . . .	136
III. Существующие газовые оптические генераторы . . . . .	142
IV. Частотные характеристики квантовых генераторов . . . . .	170
Цитированная литература . . . . .	182

Прошло немногим более года со времени появления первого сообщения о газовом оптическом квантовом генераторе <sup>1</sup>, а развитие в этой области уже шагнуло на тот уровень, который характерен для многих отраслей современных научных исследований. К моменту написания настоящей статьи генерация в непрерывном режиме была получена на сорока различных оптических переходах, покрывающих спектр от видимой ( $0,63 \mu$ ) до средней инфракрасной области ( $12 \mu$ ), причем использовались десять различных газовых систем <sup>\*\*)</sup> и по крайней мере четыре различных механизма возбуждения <sup>1-7</sup>. Нет никаких причин полагать, что будущие квантовые генераторы будут ограничены этой областью длин волн, так же как нет каких-либо оснований думать, что исключено появление новых газовых систем или механизмов возбуждения. Наоборот, теперь кажется вероятным, что область длин волн, возможно, будет значительно расширена за  $12 \mu$  и в ультрафиолет, и было бы странным, если бы не было сделано по крайней мере несколько добавлений к настоящей статье за время ее опубликования.

Помимо богатого набора длин волн, на которых получена непрерывная генерация, продемонстрирован ряд других поразительных характеристик газовых генераторов. Экспериментально показано <sup>8</sup>, что в газовых генераторах достигается собственная ширина линии вплоть до  $\lesssim 2 \text{ гц}$ . Вариации частоты генерации, соответствующие звуковому диапазону, получаются за короткие промежутки времени даже без применения отрицательной обратной связи. Далее, нелинейный эффект смещения типов колебаний, зависящий от частоты, дает ряд методов <sup>9</sup>, с помощью которых можно выделить сигнал, являющийся весьма чувствительной мерой разности между собственной частотой резонатора и центром усиливающего

\*) W. R. Bennett, Jr., Gaseous Optical Masers, Applied Optics, Supplement No. 1 on Optical Masers (1962), стр. 24–62. Перевод С. Г. Раутиана и А. С. Хайкина. Печатается с незначительными сокращениями.

\*\*) Число газовых систем, где осуществлена генерация, возрастает, расширяется и область длин волн: Н. А. Н. Борт, Д. М. Слипе, Nature 197, 173 (1963); R. A. McFarlane et al., Доклад на III Конгрессе по квантовой электронике, Париж, 1963; W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. K. N. Patel, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, 8, 299 (1963). J. D. Rigden, A. D. White, Nature 198, 773 (1963). (Прим. перев.)

перехода. Подача этого сигнала на электронную схему, управляющую интерферометром, должна обеспечить высокую степень стабильности частоты в течение длинных интервалов времени. Хотя мощность, излучаемая большинством газовых генераторов, составляет по порядку величины несколько милливатт, следует отметить, что эта мощность концентрируется, вообще говоря, всего в нескольких типах колебаний и что усиление без насыщения в некоторых из этих систем может быть очень высоким ( $>100\%$  на метр). Кроме того, сделано сравнительно мало попыток получить высокую мощность генерации с известными газовыми системами. Представляется вероятным, что в режиме генерации одного типа колебаний можно получить мощность, составляющую заметную часть ватта, если использовать либо методику подавления типов колебаний в длинных интерферометрах, либо усилители мощности, либо использовать «жгут» из нескольких разрядных трубок. Следовательно, хотя ни один из существующих в настоящее время газовых генераторов не дает никакой надежды на достижение такого уровня мощности, как в импульсном рубиновом генераторе, доступные сейчас мощности удовлетворяют большинству экспериментальных задач; есть вполне реальная возможность увеличения мощности генерации на один или два порядка в некоторых случаях, где специфика применения генератора оправдала бы усложнение установки. Чистота спектра, возможность работы с одним типом колебаний, очень большая длина когерентности, направленность пучка, легкость получения режима непрерывной генерации, стабильность частоты в течение длительного времени, а также область получаемых длин волн газовых оптических генераторов представляют широкие возможности его применений. Было бы преждевременным рассуждать относительно того, которая из многих очевидных возможностей представляется наиболее важной. Достаточно сказать, что серьезность, с которой относятся к газовым оптическим генераторам специалисты в области связи, нашла отражение в том факте, что генерация была впервые получена в лаборатории фирмы «Бэлл Телефон» на всех (кроме двух) известных сейчас переходах.

### I. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Все созданные до сих пор газовые оптические квантовые генераторы, существенно отличаясь в деталях, имеют много черт, которые напоминают независимые предложения А. М. Прохорова<sup>10</sup>, Р. Дикуса<sup>11</sup> и А. Л. Шавлова и Ч. Таунса<sup>12</sup>. Генератор состоит из интерферометра Фабри—Перо, наполненного газом, который возбужден так, чтобы он мог усиливать свет. Усиление возникает благодаря стимулированному излучению атомов, находящихся в верхнем из двух оптически связанных состояний, причем процесс усиления таков, что частота, фаза и направление распространения сохраняются. Интерферометр представляет собой резонатор со многими типами колебаний, который обеспечивает положительную обратную связь, требуемую для генерации. Если усиление в среде может быть сделано достаточно большим, чтобы скомпенсировать потери, то свет, спонтанно испущенный в тип колебания интерферометра, будет нарастать до тех пор, пока скорость ухода энергии из интерферометра не достигнет насыщения, определяемого скоростью возбуждения атомов и другими параметрами системы. Поскольку это условие порога генерации, вообще говоря, вынуждает использовать интерферометр, в котором ширина резонанса мала в сравнении с шириной усиливающего перехода \*),

\*.) Этого ограничения, вероятно, можно избежать в нескольких длинноволновых переходах (см. табл. I).

частотные характеристики генератора определяются в первую очередь свойствами резонатора. Таким образом, частота генерации непосредственно зависит от длины резонатора; ширина линии уменьшается вследствие процесса когерентного усиления, начиная с величины, равной ширине резонанса пассивного интерферометра. Характеристики расходимости генерируемого пучка определяются, конечно, прежде всего влиянием дифракции на распределение энергии в типах колебаний резонатора и радиусом кривизны зеркал интерферометра. Отметим, что непрерывная генерация может возникнуть, когда усиление и потери при однократном прохождении в точности равны, или, более точно, в силу спонтанного излучения в тип колебания, когда усиление немного меньше потерь<sup>13</sup>. Поскольку мы имеем дело с газовыми системами, мы можем предположить, что квантовый генератор каким-то образом достиг состояния равновесия, а более сложные проблемы, связанные с переходными процессами, можно не рассматривать.

### I.A. Свойства резонаторов

Свойства обычных типов колебаний в плоскопараллельном, конфокальном и промежуточном типах интерферометра Фабри—Перо анализировались Фоксом и Ли<sup>14</sup>, Бойдом и Гордоном<sup>15</sup> и Бойдом и Когелником<sup>16</sup>. До появления первой работы Фокса и Ли было не вполне очевидно даже само существование нормальных типов колебаний в таких открытых структурах, а типы колебаний, которые действительно имеются, обладают существенно отличными свойствами по сравнению с тем, что обычно связывают с резонансами пассивного интерферометра Фабри — Перо. Тип колебаний соответствует такому распределению поля на апертуре интерферометра, которое воспроизводит само себя при последовательном прохождении между зеркалами. Вследствие дифракционных эффектов поле на краях апертуры ослабляется сильнее, чем в центре. Поэтому плоская волна с постоянной амплитудой, например, не может считаться типом колебаний плоскопараллельного интерферометра, и дифракционные потери, рассчитываемые для плоской волны, могут оказаться значительно переоцененными при выборе определенной конфигурации интерферометра. Дифракционная задача впервые решалась Фоксом и Ли<sup>14</sup> для плоскопараллельного случая численно методом последовательных приближений, а затем для различных конфигураций были вычислены собственные значения соответствующих интегральных уравнений с помощью тех или иных приближенных методов. Эти результаты показывают существование целого ряда поперечных электромагнитных типов колебаний, обладающих четной и нечетной симметрией относительно оси интерферометра, и для широкого класса случаев получены величины потерь, резонансных частот и распределений поля<sup>14-16</sup>.

В предельном случае плоских зеркал основные типы колебаний  $TEM_{00}$  суть колебания, обладающие четной радиальной симметрией и соответствующие бесконечному числу эквидистантно расположенных резонансных частот

$$v_m = m \frac{c}{2b} , \quad (1)$$

где  $m$  — есть целое число порядка  $10^6$  для газовых генераторов,  $c$  — скорость света и  $b$  — расстояние между зеркалами. Для метрового интерферометра  $c/2b=150 \text{ M} \mu\text{c}$ . Уравнение (1) есть обычное условие того, что расстояние между зеркалами должно равняться целому числу полу волн. Следующими важными типами колебаний  $TEM_{10}$  являются

колебания, обладающие нечетной радиальной симметрией. Первые нечетно-симметричные типы колебаний также отстоят друг от друга на расстоянии  $c/2b$ , но сдвинуты в сторону больших частот по отношению к основным типам колебаний на величину  $\approx 1 \text{ M}Hz$ , малую в сравнении с  $c/2b$  и зависящую от размеров. Существование этих двух рядов радиальных типов колебаний подтверждалось опытами по фотогетеродинированию,

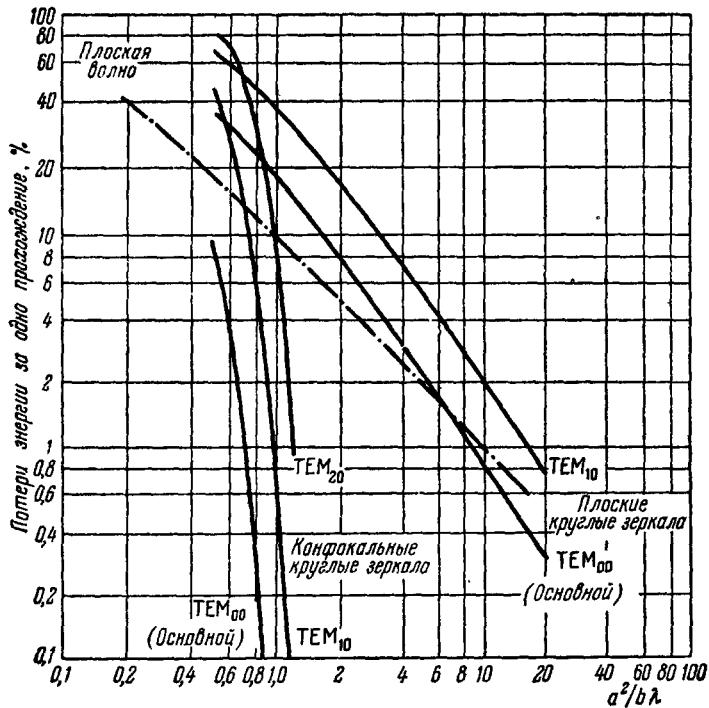


Рис. 1. Дифракционные потери для различных типов колебаний в плоскопараллельном и конфокальном резонаторах<sup>14</sup>. Для сравнения показаны потери для плоской волны с постоянной амплитудой.

выполненные с первым гелий-неоновым оптическим квантовым генератором<sup>1</sup>.

В конфокальном случае основные типы колебаний отстоят друг от друга на расстоянии  $c/4b$ , или на половину расстояния между типами колебаний, даваемого формулой (1). Кроме того, для многочисленных типов колебаний с малыми потерями в резонаторах этого типа имеет место вырождение высокого порядка, которое снимается, когда зеркала смещаются из конфокального расположения. По этим причинам конфокальная конфигурация, очевидно, менее подходяща для точного контроля частоты, чем плоскопараллельный случай. Экспериментальные исследования расстояния между частотами основных типов колебаний в конфокальной и почти конфокальной системах описаны в<sup>17</sup>.

Значения потерь для основных типов колебаний в плоскопараллельном и конфокальном интерферометрах с круглыми зеркалами, полученные Фоксом и Ли, показаны на рис. 1 как функции параметра  $a^2/(b\lambda)$ . Здесь  $2a$  — диаметр зеркала и  $\lambda$  — оптическая длина волны. Как следует из рис. 1, в основном типе колебаний конфокального резонатора дифракционные потери феноменально низки. Это низкое значение возникает из-за

сильной концентрации поля вблизи оси интерферометра. Рассчитанное<sup>15</sup> распределение детально проверено экспериментально на цезиевом генераторе ( $\lambda=7 \mu$ ). Существование этих типов колебаний, сконцентрированных вблизи оси и обладающих низкими потерями, было особенно ценно при исследованиях новых квантовых генераторов в газовом разряде. Поскольку в большинстве из этих сред усиление изменяется, грубо говоря, обратно пропорционально диаметру разрядной трубы, возможность использовать трубы больших длин и малых диаметров в начальных исследованиях новых систем была чрезвычайно важна. Анализ<sup>15</sup> основного четного типа колебаний как функции расстояния  $b$  между вогнутыми зеркалами показал, что при одинаковых радиусах кривизны минимум потерь достигается в конфокальном случае (когда расстояние  $b$  равно радиусу кривизны), а в плоскопараллельном и концентрическом (расстояние равно двум радиусам) случаях потери примерно одинаковы. С первого взгляда поэтому кажется, что потери являются медленно изменяющейся функцией расстояния между зеркалами, которая имеет оптимальное значение в конфокальной системе. Однако Байд и Когелник<sup>16</sup> показали, что существует область высоких потерь при неидентичных зеркалах и когда расстояние между зеркалами — промежуточное между радиусами кривизны этих зеркал. Поэтому конфокальный случай в действительности представляет собой сингулярную точку, которую практически следует избегать, подбирая немногие большие или меньшие расстояния между зеркалами, причем точное значение расстояния определяется качеством изготовления зеркал. Байд и Когелник показали также, что плоскопараллельный и концентрический случаи попадают на начало резкого возрастания кривой потерь. Поэтому в обоих этих случаях желательно, чтобы отклонения поверхности зеркал от плоской соответствовали изменению их формы в сторону конфокальной системы.

Вследствие существования потерь в системе резонансы интерферометра не вполне осты. Из стандартного определения добротности  $Q$  следует, что полная ширина полосы резонатора  $\Delta\nu_c$  на высоте половины максимума равна в шкале частот

$$\Delta\nu_c = \frac{\nu_c}{Q} = \frac{cf}{2\pi b}, \quad (2)$$

где  $f$  суть полные относительные потери энергии при одном прохождении. Ввиду крайне малой величины дифракционных потерь в основном типе колебаний (см. рис. 1)  $f$  часто определяется коэффициентами отражения зеркал и при использовании многослойных диэлектрических покрытий обычно может быть снижено до 0,01. Следовательно, как правило, можно получить разрешение 0,5 Мгц для пассивного метрового интерферометра.

### I.Б. Конструкции квантовых генераторов

*Первый гелий-неоновый квантовый генератор Джавана и др.<sup>1</sup>* показан на рис. 2. Хотя эта конструкция имеет серьезные дефекты в отношении механической стабильности, она служит иллюстрацией общим методам возбуждения и некоторым проблемам, характерным для плоскопараллельного квантового генератора с внутренними зеркалами.

Детали в активной части квантового генератора откачиваются и обезгаживаются в соответствии со стандартной методикой получения ультра-высокого вакуума<sup>18</sup>, за исключением того, что для отражающих слоев, весьма деликатных, рекомендуется мягкий отжиг (обычно  $\sim 150^\circ\text{C}$  в течение 24 часов). Конденсация капель воды на этих слоях в начале откачки или при впуске атмосферного воздуха в систему была роковой

для слоев. Защититься от этого удалось тем, что кран откачки и впуска газа был постоянно присоединен к генератору и открывался только в вакуум. Съемные кольцевые уплотнения из золота позволяли удобно заменять зеркала.

Разрядная трубка может отжигаться по частям при значительно более высоких температурах, чем остальная часть генератора, а использование кварца сводит к минимуму загрязнение газа, обусловленное прорывом при разряде воздушных пузырей в стенках трубы. Разрядная трубка механически изолирована от основной конструкции сильфонами на обоих концах. Количество примесей в коммерческих химически очищенных газах обычно находятся в допустимых границах, и основным источником загрязнений является отгазовка в течение длительного времени. Проблема загрязнений не столь серьезна, как можно было ожидать, так как разряд обладает свойством самоочистки от примесей; загрязнения можно полностью уничтожить в генераторах с благородными газами, вводя в систему отросток с геттером (например, барием). Как показано на рис. 2,

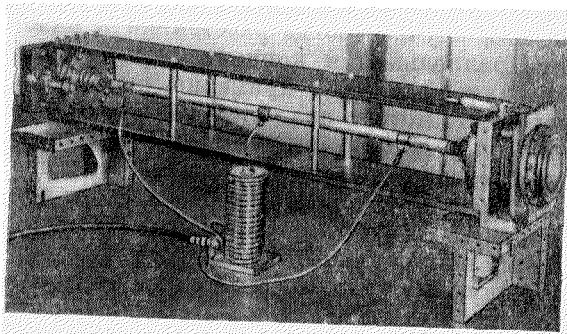


Рис. 2. Первый гелий-неоновый оптический генератор<sup>1</sup>.

генератор возбуждается безэлектродным высокочастотным разрядом. Порог насыщения достигался при мощностях 25—75 вт при условии тщательного согласования генератора и разрядной трубы. Необходимая для генерации мощность высокочастотного возбуждения сильно меняется в зависимости от типа газа и конфигурации разрядной трубы. Частота возбуждения ( $30\text{ M}Hz$ ) несущественна, и близкое усиление в системе Ne—He было получено для разряда постоянного тока с внутренними электродами<sup>4</sup>. В последнем случае катодное распыление сведено к минимуму применением накаленных электродов. Однако в некоторых других газовых системах с разрядом постоянного тока катапорез является серьезной проблемой.

Для генератора на рис. 2  $a^2/(b\lambda)=200$ . Поэтому дифракционные потери для плоскопараллельного резонатора (см. рис. 1) пренебрежимо малы по сравнению с потерями в 1% при отражении на зеркалах. Разумеется, при непараллельной установке зеркал дифракционные потери резко возрастают. Найдено, например, что потери в таком генераторе возрастают на 1% при рассогласовании зеркал на 1''. Поэтому, чтобы вообще получить генерацию при усилении, которое достижимо в разряде, было необходимо поддерживать параллельность зеркал с точностью не хуже 6''. Для решения этой задачи основное внимание в конструкции, показанной на рис. 2, было обращено на получение двух взаимно перпендикулярных, независимых и точных угловых перемещений зеркал. Эти перемещения получались с помощью пружинных микрометров, вращавших две торцовые пластины вокруг перпендикулярных осей. Грубая юстировка легко выполнялась с этим приспособлением. Однако влияние вибраций и изменения температуры на точную юстировку слишком велико, чтобы она была удовлетворительной.

*Генератор с магнитострикционной настройкой*, в котором исключены эти механические нестабильности и который допускает независимое

электронное управление угловым положением зеркал и расстоянием между ними, описан Беннеттом и Киндлманом<sup>19</sup>. Конструкция схематически показана на рис. 3; она применялась с некоторыми усовершенствованиями в генераторах с плоскопараллельными резонаторами длиной от 0,2 до 2 м. Эта система настраивается слабыми деформациями весьма жесткой конструкции (в противоположность более гибкому и тонкому методу, описанному выше). Деформации возникают благодаря магнитострикции в четырех распорных стержнях из нильвара (или инвара), показанных на рис. 3. На каждом стержне намотаны три группы катушек (на рис. 3 не показаны) для юстировки пластин в трех направлениях. Зеркала резонатора прижаты пружинами к трехточечным опорам на квадратных фланцах с обоих концов генератора. Эти фланцы служат также для замыкания магнитного потока, создаваемого в стержнях. Воздействие одинаковых магнитных полей одновременно на все четыре стержня ведет к увеличению

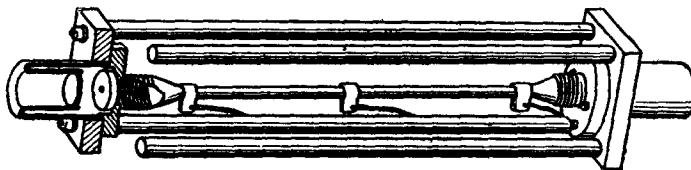


Рис. 3. Схема оптического генератора с магнитострикционной настройкой<sup>9, 19</sup>.

В разрезе показано положение зеркала резонатора. Настроочные обмотки на каждом из четырех стержней (нильвар) не показаны.

расстояния между пластинами без их относительного поворота. Аналогично соответствующим подбором полей можно заставить одну пару стержней сжаться, а другую — расширяться, что приведет к повороту пластин вокруг оси, пересекающей ось генератора и перпендикулярной к ней. Такой поворот в первом приближении не вызывает увеличения расстояния между пластинами. Работая в линейной части магнитострикционной характеристики стержней, можно сделать угловые перемещения пластин не только независимыми между собой и взаимно перпендикулярными, но также и независимыми от расстояния между пластинами. Величина ненасыщенного магнитострикционного удлинения несколько меняется в зависимости от сплава и предистории образца. В типичном случае можно получить ненасыщенное относительное удлинение  $10^{-5}$ , что соответствует изменению длины метрового резонатора на 20 преобладающих типов колебаний при  $b=1$  м. Возможность регулировки длины резонатора в таких пределах с помощью электронных схем должна быть полезна как при изучении свойств типов колебаний резонатора, так и для достижения высокой стабильности частоты с помощью обратной связи.

Первое сообщение об успешной работе генератора с конфокальными внешними зеркалами было сделано Ригродом и др.<sup>17</sup>; генератор работал на сильном переходе  $\text{Ne } \lambda=1,1523 \mu$ . Излучение выходило из разрядной трубки через плоские окна, нормали к поверхности которых образовывали угол Брюстера с осью генератора. Такие окна не вводят потерь на отражение для излучения, поляризованного в плоскости падения, и не допускают генерации излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости. В результате потери при прохождении через окно целиком определяются рассеянием или поглощением в стекле; вполне можно сделать эти потери меньшими 0,5%. Допуск на установку окон под углом Брюстера ( $\sim \pm 3^\circ$ ) достаточно велик и легко выдерживается. Кроме того, для многих боросиликатных стекол изменения угла Брюстера с длиной волны в значительной области спектра не превышают указанного допуска.

В большинстве случаев потери на поглощение в стекле начинают сказываться раньше, чем потери из-за изменения угла Брюстера. Поэтому один и тот же угол установки окон вполне годится для диапазона от видимого света до инфракрасного с длиной волны, несколько большей 2 м. Конфокальная система позволяет использовать окна с довольно грубыми плоскостями ( $\sim \lambda/4$ ), и требования к установке зеркал по углу в этом случае менее жестки (примерно на два порядка), чем в плоскопараллельном случае. Такие генераторы оказались весьма нужными для исследования различных газовых систем<sup>3-6</sup>, так как использование внешних зеркал исключает трудности, связанные с отжигом диэлектрических покрытий, позволяет быстро заменять зеркала для работы в различных диапазонах, а также облегчает работу с химически активными газами.

### I.B. Требования к усилению и временам жизни

Имеются несколько эквивалентных способов формулировки условия порога генерации. Шавлов и Таунс<sup>10</sup> первые вывели это условие из требования равенства мощности вынужденного излучения в тип колебаний и скорости ухода энергии из резонатора. Этот результат можно получить, конечно, приравнивая усиление и потери на единице длины. В случае газовых систем второй подход имеет преимущество, поскольку зависимость и поглощения, и излучения от формы линии детально разработана классическими методами<sup>20</sup>. Хотя в старых работах всегда принималось, что поглощение превалирует, эффект стимулированного излучения включался в рассмотрение. Поэтому многие полезные результаты могут быть применены к задачам генерации простым умножением нужных классических выражений на (-1).

По-видимому, основной источник уширения линии при низких давлениях, используемых в большинстве газовых генераторов, возникает из-за теплового движения атомов и связанного с ним эффекта Допплера. В предельном случае, когда естественная ширина и ширина из-за столкновений пренебрежимо малы в сравнении с доплеровской шириной, относительное усиление интенсивности на единице длины есть гауссовская функция разности частоты и частоты центра линии<sup>20</sup>

$$g(v) = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} = g_0 \exp \left\{ -4 \ln 2 \left[ \frac{v-v_0}{\Delta v_D} \right]^2 \right\} \approx g_0 \exp \left\{ -\left( \frac{v-v_0}{0,6 \Delta v_D} \right)^2 \right\}, \quad (3)$$

где  $\Delta v_D$  — полная ширина линии на половине максимума:

$$\Delta v_D = 2v_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2} = 7,18 \cdot 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{NM}}; \quad (4)$$

здесь,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $M$  — масса атома,  $N$  — число Авогадро,  $NM$  — атомный вес. Классическое выражение для относительного усиления интенсивности в центре дошпаровски-упширенной линии

$$g_0 = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{\lambda_0^2}{8\pi} \frac{g_1 A_{21}}{\Delta v_J} \left( \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right), \quad (5)$$

где  $N_2$  и  $N_1$  — плотности заселенностей верхнего и нижнего состояний соответственно,  $g_2$  и  $g_1$  — их статистические веса и  $\lambda_0$  — длина волны в центре усиливающего перехода;  $A_{21}$  — коэффициент Эйнштейна для этого перехода, а полная вероятность радиационного распада верхнего состояния

$$A_2 = \frac{1}{\tau_2} = \sum_{n \neq 2} A_{2n} \gg A_{21}. \quad (6)$$

Условие порога генерации получится непосредственно из (3) и (5), если определить усиление на собственной частоте резонатора при однократном прохождении и приравнять его однократным потерям. Какие из потерь превалируют — дифракционные или потери при отражении — зависит от геометрии резонатора и длины волны (см. рис. 1). Вообще говоря, трудно даже с многослойными диэлектрическими покрытиями получить потери, много меньшие одного процента; следовательно, усиление в один процент при однократном прохождении есть минимальное требование к практическим газовым системам. Последнее обычно требует (при  $\lambda_0=1\text{ }\mu$ ), чтобы скорость возбуждения верхнего состояния составляла примерно  $10^{14}\text{ см}^{-3}\text{ сек}^{-1}$  или чтобы средняя инверсия плотности была около  $10^7$  атомов в  $1\text{ см}^3$ . Это может быть выполнено во многих случаях при использовании вполне умеренных мощностей возбуждения.

Очевидно, что для получения усиления в системе мы должны иметь  $N_2/g_2 > N_1/g_1$ . Это требование налагает определенные ограничения на времена жизни уровней, годных для непрерывной генерации. Наиболее благоприятен случай, когда возбуждение производится на уровень 2, а на уровне 1 атомы появляются только в результате радиационного распада на рабочем переходе. Здесь плотность атомов на нижнем уровне удовлетворяет уравнению

$$\dot{N}_1 = -R_1 N_1 + A_{21} N_2, \quad (7)$$

где  $R_1$  — полная вероятность затухания нижнего состояния (включая и радиационные эффекты и неупругие столкновения). Мы видим, что стационарное решение уравнения (7), при котором  $N_2/g_2 > N_1/g_1$ , существует при условии, что  $R_1$  подчиняется неравенству

$$R_1 > \frac{A_{21}g_2}{g_1}. \quad (8)$$

Сравнение формул (6) и (8) показывает, что усиление в принципе может быть получено в некоторых случаях, где времена жизни верхнего уровня на самом деле короче, чем времена жизни нижнего уровня. Наоборот, можно допустить добавочный источник возбуждения нижнего уровня, дающий вклад, в  $R_1 g_1/g_2 A_{21}$  раз больший вклада каскадного перехода в уравнении (7), и все-таки получить усиление. Очевидно, что желательно выполнить (8) с большим запасом, поскольку вредные источники возбуждения в некоторой степени всегда присутствуют.

Вероятности затухания почти во всех успешно действующих газовых системах определялись главным образом излучением. Однако возможность укорочения времени жизни нижнего уровня из-за неупругих столкновений не следует игнорировать, и по этой причине сохранено различие между  $R_1$  и  $A_1$ . Хотя возможное использование процессов столкновений для укорочения времен жизни нижнего уровня упоминалось ранее<sup>21,33</sup>, лишь недавно была получена генерация в газовой системе, которая именно таким путем извлекает существенную пользу из эффектов столкновений. В случае генератора, использующего разряд в чистом гелии<sup>5</sup>, было обнаружено<sup>22</sup>, что вследствие столкновений время жизни нижнего состояния укорачивается примерно на порядок при давлении, оптимальном для генерации. Использование столкновений таким способом требует, однако, ряда специальных обстоятельств: уравнение (7) выполняется лишь в том предельном случае, когда можно пренебречь обратными процессами при столкновениях. В противном случае заселенность уровня 1 дается решением двух или более связанных дифференциальных уравнений и нет единой вероятности распада, которая характеризует уровень<sup>21</sup>. Кроме этого, очевидными ограничениями являются обеднение верхнего уровня

и уширение линии. Тем не менее успех, достигнутый с одной из таких систем, представляет значительный интерес, поскольку это означает, что столкновения действительно можно использовать таким способом<sup>21,33</sup> для расширения класса уровней, пригодных для генерации и усиления излучения.

Уместно сделать несколько замечаний о зависимости уравнения (5) от длины волны. Безотносительно к длине волны лучшее, что можно получить на данном переходе, имеет место, когда  $N_1 \approx 0$  и  $A_{21} \approx A_2$ . Иначе говоря, мы предполагаем, что существует такой эффективный релаксационный механизм для нижнего уровня, что  $N_2 \gg N_1$ . Стационарное состояние наступает, когда  $N_2 A_2 = F_2$ , где  $F_2$  — число актов образования верхнего уровня в 1 см<sup>3</sup> за 1 сек. Хотя  $F_2$  значительно меняется от уровня к уровню, оно не зависит от длины волны перехода. Далее,  $F_2$  не изменяется заметным образом от одного атома к другому для сходных классов уровней. Следовательно, уравнения (4) и (5) позволяют предполагать, что усиление, грубо говоря, меняется как

$$g_0 \propto F_2 V \cdot M \lambda^3 \quad (9)$$

для сравнимых групп уровней. Из (9) очевидно, что нет специфического коротковолнового барьера. Однако множитель  $\lambda^3$  может быстро оказаться. Например, (9) показывает, что на переходе ксенона  $\lambda=2\mu$  может быть получено усиление в 20 раз больше, чем на аналогичном переходе неона  $\lambda=1\mu$ . Поэтому не слишком удивительно, что  $g_0$ , получаемое в системе гелий — ксенон при  $\lambda=2\mu$ , примерно на порядок больше, чем достигаемое в системе гелий — неон при  $\lambda=1,1\mu^{23}$ . (Если бы линии были уширены не из-за эффекта Допплера, а например, из-за столкновений, то в уравнении (9) получилась бы зависимость  $\lambda^2$ .) Максимально достижимая мощность генерации меняется в противоположном направлении. Именно, наибольшая скорость, с которой энергия может передаваться пучку излучения, есть просто скорость образования верхнего уровня, умноженная на энергию фотона. Следовательно, максимально доступная мощность для сопоставимых уровней меняется, грубо говоря, как  $1/\lambda$ .

### I.Г. Выход излучения из генератора

Суммарные потери из-за рассеяния и поглощения в высокоотражающих слоях, используемых в газовых квантовых генераторах, обычно составляют  $\sim 1\%$  и становятся существенными, когда они сравнимы с коэффициентом пропускания  $T$  в максимуме отражения. Полные относительные потери энергии при одном прохождении тогда будут

$$f = L + T, \quad (10)$$

где  $L$  есть сумма диссипативных потерь. Поскольку только часть полной мощности, равная  $T/f$ , пойдет в пучок, представляется интерес определить оптимальную величину коэффициента пропускания зеркала. Эта задача была детально рассмотрена в работе<sup>24</sup>, где получено теоретическое выражение для мощности генерации и оптимального пропускания  $T_{\text{опт}}$ , а также экспериментально исследовано излучение гелий-неонового квантового генератора в зависимости от пропускания зеркал. Эти выражения для случая однородного уширения линий можно вывести следующим качественным способом<sup>26</sup>.

Стационарное состояние в квантовом генераторе наступает тогда, когда действительное усиление на частоте генерации насыщается до величины полных потерь (или слегка меньше их). Если обозначить через  $C$  относительное усиление мощности при одном прохождении, которое имеет

место при отсутствии зеркал, то во время генерации  $G$  уменьшается на величину  $G-f$ . Это уменьшение усиления сопровождается, конечно, вынужденным излучением тех атомов, которые производили бы усиление на величину  $G-f$  в отсутствие генерации; стационарное состояние в генераторе достигается возбуждением атомов, которое должно происходить со скоростью, равной скорости их ухода с верхнего уровня. Следовательно, скорость, с которой энергия подается в генерирующий тип колебаний вследствие вынужденного излучения, приблизительно пропорциональна  $G-f$ ; из формулы (10) получаем мощность, излучаемую в пучок:

$$P \approx C(G-f) \frac{T}{f}, \quad (11)$$

где  $C$  можно рассматривать как неопределенную постоянную. Подставляя уравнение (10) и полагая  $\partial P / \partial T = 0$ , получаем для оптимального коэффициента пропускания следующее выражение:

$$T_{\text{опт}} \approx \sqrt{G}L - L. \quad (12)$$

Подстановка (12) в (11) дает

$$\frac{P}{P_{\text{опт}}} = \frac{G-L-T}{(\sqrt{G}-\sqrt{L})^2} \frac{T}{T+L}, \quad (13)$$

где  $P_{\text{опт}} = C(\sqrt{G}-\sqrt{L})^2$  есть мощность генерации при  $T_{\text{опт}}$ . Отвлекаясь от вариаций, даваемых уравнением (13), мы видим, что замена одного из двух одинаковых зеркал на зеркало с полным отражением (100%) дает увеличение мощности, излучаемой с другого конца, примерно в 2 раза. Приведенные выше выражения справедливы для режима генерации в одном типе колебаний при однородно уширенном рабочем переходе. В приложениях встречаются случаи (например, многие квантовые генераторы с газовым разрядом при низких давлениях), когда неоднородное уширение значительно больше естественной ширины линии. В этих случаях в уравнении (11) появляется член порядка  $(G-f)^2$ , возникающий при больших уровнях мощности из-за увеличения вынужденного излучения атомов, у которых частоты перехода расположены вне естественной ширины линии<sup>9</sup>. Относительная роль таких членов будет зависеть от различных ширин, входящих в рассмотрение, а также от того, в какой степени столкновения будут восстанавливать однородность уширения. Эксперименты, выполненные с гелий-неоновым квантовым генератором<sup>24</sup>, доказали, однако, по крайней мере приближенную справедливость уравнения (12).

В гелий-неоновой системе<sup>25, 26</sup>, а потом и в других генераторах, использующих газовый разряд<sup>3-7, 23</sup>, было найдено, что среднее усиление при оптимальных условиях изменяется примерно обратно пропорционально радиусу  $a$  разрядной трубки. Следовательно, из эксперимента имеем

$$G \approx \frac{G_0}{a}, \quad (14)$$

где  $G_0$  зависит от газовой системы. Ясно, что мощность генерации может быть еще увеличена, по крайней мере в случае плоскопараллельного резонатора. В конфокальном случае распределение поля в основном типе колебаний приблизительно не зависит от диаметра апертуры<sup>15</sup>; следовательно, можно ожидать, что оптимальный диаметр трубы (с точки зрения мощности в одном типе колебаний) в основном определяется расстоянием между зеркалами и длиной волны, а не усилием в системе. Однако в плоскопараллельном интерферометре Фабри — Перо диаметр распределения поля в основном типе колебаний увеличивается почти пропорциональ-

<sup>9</sup> УФН, т. LXXXI, вып. 1

но радиусу разрядной трубки. Следовательно, в плоскопараллельном газоразрядном квантовом генераторе будет действовать довольно четко определенный оптимальный радиус трубки, дающий максимальный поток излучения в основном типе колебаний. Предположим, что главный источник диссипативных потерь  $L$  связан торцевыми зеркалами и что их пропускание выбрано согласно (12), так что мощность излучения с единицы площади поперечного сечения имеет оптимальную величину. Следовательно, зависимость полной мощности от радиуса дается выражением

$$P' \propto (\sqrt{G} - \sqrt{L})^2 \pi a^2 \propto (\sqrt{aG_0} - a\sqrt{L})^2, \quad (15)$$

где использованы формулы (11), (12) и (14). Принимая  $\partial P'/\partial a = 0$ , мы видим, что оптимальная мощность в плоскопараллельном случае должна получаться для такой величины  $a_{\text{опт}}$  радиуса разрядной трубки, что

$$G \approx 4L \quad \text{или} \quad a_{\text{опт}} \approx \frac{G_0}{4L}, \quad (16)$$

и тогда

$$T_{\text{опт}} \approx \sqrt{GL} - L \approx L.$$

Эти оптимальные условия еще не были проверены экспериментально и являются лишь приближенными, так как для их вывода мы пренебрегли неоднородным уширением.

Вследствие зависимости усиления от радиуса в (14) имеется возможность получить сильно увеличенную мощность генерации, используя жгут из нескольких трубок, корреляция между которыми, возможно, установится благодаря дифракционным эффектам<sup>54</sup>. Ряд предварительных опытов<sup>26</sup> с генераторами различных конфигураций показал, однако, что трудности, связанные с установлением однородного разряда в такой структуре, непреодолимы, по крайней мере, без достаточно сложного устройства по разделению различных импедансов разряда.

#### I.Д. Времена жизни возбужденных состояний

Из п. I.В ясно, что времена жизни рабочих уровней являются одними из наиболее важных параметров газовой системы и что встречающиеся эффективные значения могут отличаться от чисто радиационных величин, относящихся к изолированному атому. Совместное действие процессов спонтанного излучения, пленения излучения и неупругих столкновений приводит к эффективной вероятности распада\*)

$$R_m = FA_{m0} + \sum_{\substack{n \neq m, \\ n \neq 0}} A_{mn} + N_0 \bar{V} \bar{Q}, \quad (17)$$

где предположено, что концентрация возбужденных частиц после выключения источника возбуждения затухает согласно экспоненциальному закону

$$N_m \propto \exp \{-R_m t\}. \quad (18)$$

Величина  $N_0$  в (17) — концентрация частиц в основном состоянии атомов; средняя скорость атомов  $\bar{V}$  дается формулой

$$\bar{V} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}, \quad (19)$$

а  $\bar{Q}$  представляет собой усредненное по скоростям полное эффективное сечение тушения при столкновениях с атомами в основном состоянии.

\*) Не путать  $F$  в (17) с  $F_2$  в (9) и с  $F$  в (22). (Прим. перев.).

При достаточно высоких давлениях, когда становятся важными обратные процессы при столкновениях, действительный распад возбужденных атомов должен описываться суммой экспоненциальных членов<sup>21</sup>, а не формулой (18). Обратные процессы могут привести к значительной трудности в экспериментальном определении действительного сечения, а также могут усложнить нахождение распределения возбужденных атомов в стационарном состоянии. Однако уравнение (17) еще имеет смысл и в этом случае, как вероятность распада атомов в  $m$ -м возбужденном состоянии. Полная вероятность радиационного распада уровня дается выражением  $A_m = \sum_{n \neq m} A_{mn}$ , а  $A_{m0}$  есть коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения с рассматриваемого уровня в основное состояние. Множитель  $F$  изменяется в пределах от 0 до 1 и является мерой того, насколько может продлиться эффективное время жизни уровня из-за повторной эмиссии и реабсорбции света на переходе  $m \rightarrow 0$ . Этот фактор пленения есть функция формы линии, давления, температуры и геометрии. Для допплеровски-уширенной линии и бесконечного цилиндра радиуса  $a$  (применимых к большинству газовых генераторов) Гольштейн<sup>22</sup> показал, что

$$F = \frac{1,60}{K_0 a \sqrt{\pi \ln K_0 a}} , \quad (20)$$

где

$$K_0 = \frac{\lambda^3 N_0}{8\pi} \frac{g_m}{g_0} A_m \sqrt{\frac{M}{2\pi kT}} , \quad (21)$$

$g_m, g_0$  — статистические веса возбужденного и основного состояний атома,  $M$  — масса атома, а  $kT$  имеет свое обычное значение. Для большинства сильных переходов, расположенных в вакуумном ультрафиолете, и типичной геометрии опыта отличие  $F$  от единицы становится вполне ощутимым при давлениях в несколько тор. Исключая несколько первых возбужденных состояний, пленение резонансной радиации обычно становится полным при давлении, превышающем несколько десятков тор. Следовательно, оптимальное давление, используемое в большинстве известных газовых квантовых генераторов, соответствует полному пленению ультрафиолетового излучения, включая рабочие уровни. Эффективное сечение столкновений  $\bar{Q}$  в уравнении (17) значительно меняется по величине и зависит от природы процесса (например, передача возбуждения при резонансных столкновениях, диссоциация молекул, ионизирующие столкновения и т. п.)<sup>23</sup>.

Хотя существуют простые приближенные методы (например, метод Бейтса и Дамгаард<sup>24</sup>) для расчета вероятностей радиационных переходов, эти методы в некоторых интересных случаях обладают не совсем определенной точностью. Более важно то, что эффективные сечения неупругих столкновений  $\bar{Q}$  зависят от свойств атомных и молекулярных уровней и просто неизвестны. По этим причинам желательно иметь универсально применимую экспериментальную методику для измерения времен жизни (от  $10^{-6}$  до  $10^{-8}$  сек) возбужденных состояний в зависимости от давления. Один такой подход, который представляет собой значительно усовершенствованный одноканальный метод задержанных совпадений<sup>25</sup>, описан Беннеттом<sup>26</sup>. Схема на рис. 4 поясняет этот метод. Атомы возбуждаются коротким импульсом (20 наносек) электронов внутри электронной пушки, причем энергия электронов равна порогу возбуждения. На отдельных переходах измеряются скорости распада в зависимости от времени, прошедшего после выключения возбуждающего импульса. Использование электронов с пороговой энергией важно для уменьшения ошибок, которые возникали бы в противном случае из-за каскадных переходов. Поскольку световой

сигнал, получаемый при этих условиях, очень слаб, необходимо применение метода счета импульсов. Периодические импульсы пороговой амплитуды подаются на электроды электронной пушки и одновременно на вход «пуск» схемы (рис. 4), которая превращает длительность анализируемых импульсов в амплитуду импульсов постоянной длительности на выходе. Некоторые из девозбуджающихся атомов, находящихся у среза пушки, излучают фотоны в направлении выходного окна. Эти фотоны попадают в спектрометр, а затем — на катод ФЭУ. Выходные импульсы ФЭУ усиливаются и через амплитудный дискриминатор подаются на вход «стоп»

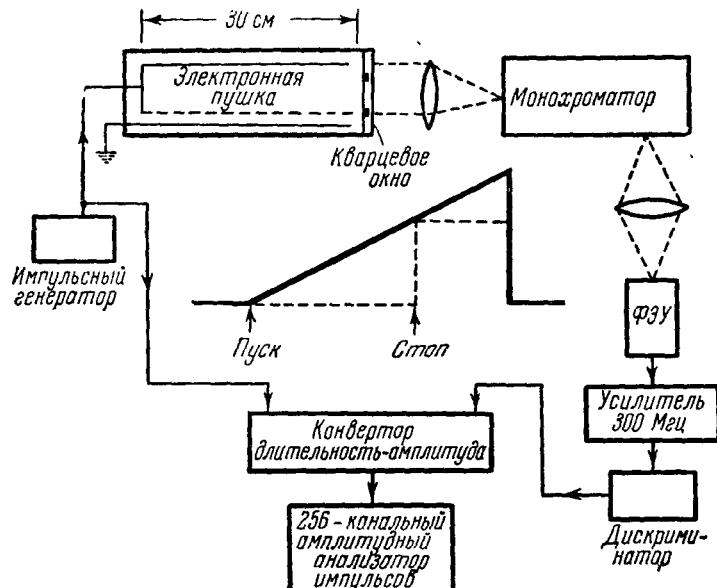


Рис. 4. Схема установки для измерения времен жизни <sup>21</sup>.

конвертирующей схемы. Как схематически показано на рис. 4, пусковые импульсы включают линейную во времени зарядку емкости в конвертирующей схеме. Если за этим не последует импульса «стоп», то схема, достигнув определенного напряжения на емкости, автоматически вернется в исходное положение (емкость разрядится). Если же в течение зарядки емкости в конверторе придет импульс «стоп», зарядка емкости выключится в момент его прихода (рис. 4). Таким образом, амплитуда импульса на выходе конвертирующей схемы пропорциональна времени девозбуждения атома. Диапазоны измеряемых времен можно менять с помощью калибранных линий задержки. Подключив выход конвертирующей схемы ко входу стандартного многоканального амплитудного дискриминатора импульсов, мы получим многоканальную схему счета задержанных совпадений. Такая схема имеет весьма высокую чувствительность по всем временным каналам при малой скорости счета. Таким образом, методика позволяет сохранить максимальное разрешение по времени (обычно  $\sim 5$  наносек с учетом скорости движения атомов в электронной пушке) и в то же время позволяет усреднять данные за многие часы измерений. Диапазон спектра, в котором применима такая методика, простирается примерно до  $1,2 \mu$ ; эта граница обусловлена лишь чувствительностью современных ФЭУ. Для получения удовлетворительных результатов в диапазоне  $\lambda \approx 1 \mu$  оказалось необходимым тщательно отбирать ФЭУ, а отобранные — охлаждать жидким азотом. Однако в видимой области и в ультра-

фиолете проблема ФЭУ гораздо менее серьезна. Результаты, полученные по описанной методике, показаны на рис. 5 на примере времен жизни четырех верхних уровней, используемых в гелий-неоновом генераторе инфракрасного излучения<sup>21</sup>. На рис. 5 показана зависимость логарифма

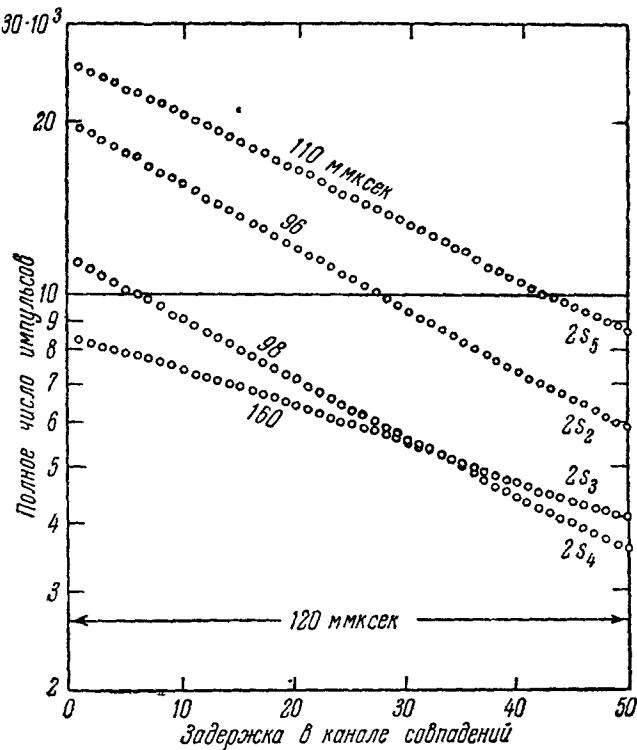


Рис. 5. Данные по временам жизни верхних уровней рабочих переходов в системе Ne — He<sup>21</sup>. Показана зависимость логарифма числа импульсов от задержки в канале совпадений.

Время измеряется в наносек.

полного числа счетов от времени задержки. Измерения проведены при давлении 1 тор неона ( $400^{\circ}$  K); в этих условиях времена жизни несколько укорочены благодаря члену  $N_0 \bar{V} \bar{Q}$  в уравнении (17). Сопоставление этих результатов с измерениями времен жизни нижних уровней дало первое экспериментальное доказательство того, что в системе Ne — Ne возможна инверсия заселенностей<sup>21, 31</sup>.

#### I.E. Времена жизни метастабиль и методы интерпретации

Метод поглощения, развитый Феллсом<sup>32</sup> и другими авторами, оказался крайне полезен как при определении полных эффективных сечений тушения (для тех квантовых генераторов, где используются удары второго рода), так и при качественном анализе процессов передачи возбуждения. Успешное применение этих методов, естественно, в значительной степени определилось радикальным усовершенствованием техники ультравысокого вакуума, прошедшими за последние годы<sup>18</sup>.

Вследствие длительности времен жизни метастабилей и их высоких плотностей эксперименты могут легко проводиться с помощью безэлектродной абсорбционной кюветы простой конструкции, разряд в которой возбуждается импульсами ВЧ-генератора низкой мощности ( $\sim 100 \text{ вт}$ ). Вторая разрядная трубка, также работающая с внешними электродами от второго ВЧ-генератора, может использоваться в качестве непрерывно работающего источника излучения с примерно той же формой линий. Плотность метастабилей определяется тогда по относительному поглощению изолированных линий при просвечивании разрядной трубки. Этим способом можно определить абсолютные плотности, если известны ширины линий и силы осцилляторов<sup>20</sup>. Однако можно получить обильную информацию, просто наблюдая временную зависимость плотности метастабилей при импульсном возбуждении и варьируемом давлении. Вообще говоря, поглощенная интенсивность есть экспоненциальная функция заселенности метастабильных уровней. Однако, используя в этих опытах достаточно слабое возбуждение, можно получить любую требуемую степень приближения к линейности. Временная развертка, синхронизованная ВЧ-импульсами, полезна при получении этих данных. Однако во многих случаях сигнал достаточен, чтобы позволить грубые измерения вероятности распада метастабилей в послесвечении разряда путем простого сравнения чисто экспоненциального затухания  $RC$ -цепочки с сигналом поглощения (с использованием двухлучевого осциллографа).

Если метастабильные состояния разрушаются из-за диффузии или из-за столкновений с другими атомами и молекулами, плотность метастабилей  $M$  удовлетворяет уравнению

$$\dot{M} = -\Gamma M + F, \quad (22)$$

где  $F$  есть скорость образования метастабильного состояния, а полная вероятность затухания  $\Gamma$  дается формулой

$$\Gamma = \gamma_D + \gamma_0 + N\bar{V}\bar{Q}. \quad (23)$$

Отступления от (22) имеют место при мощном разряде из-за столкновений метастабиль — метастабиль или других нелинейных механизмов, а при некоторых условиях вследствие обратных процессов при столкновениях в чистых газах. Для низких давлений и малых радиусов трубок, используемых в газовых генераторах, основной процесс разрушения метастабилей есть либо диффузия, либо двойные столкновения с примесями. Последние существенно необратимы вследствие таких обстоятельств, как малая длительность жизни состояний примесей, низкая вероятность тройных столкновений по сравнению с двойными, ограничения эндо-термических процессов из-за конечности температуры газа и т. д. Следовательно, при низких мощностях разряда заселенность метастабильных уровней будет нарастать примерно как  $M = M_0 [1 - \exp \{-\Gamma t\}]$  и затухать как  $M = M_0 \exp \{-\Gamma t\}$ . Обычно неуставнившиеся условия в начале и конце импульса разряда мешают наблюдениям на интервалах времени порядка времени разогрева электронов. Условия наблюдений в послесвечении, конечно, особенно удобны для измерения  $\Gamma$ .

Первые два члена  $\gamma_D + \gamma_0$  в (23) характеризуют чистый газ. Величина  $\gamma_D$  представляет диффузионную вероятность распада и может быть выражена через длину диффузии  $\Lambda$  для данной разрядной трубки и через коэффициент диффузии  $D$  для метастабильных атомов:

$$\gamma_D = \frac{D}{\Lambda^2 p}, \quad (24)$$

где  $p$  — давление газа, а  $\Lambda$  зависит от конфигурации объема. Для цилиндра радиуса  $a$  и длины  $b$  основное собственное решение уравнения диффузии характеризуется  $\Lambda$ , такой, что

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \left( \frac{\pi}{b} \right)^2 + \left( \frac{2,4}{a} \right)^2.$$

В (23) предположено, что концентрация примесей  $N$  достаточно мала, так что можно пренебречь их влиянием на коэффициент диффузии. Хотя в  $D$  можно ввести поправку на примеси, рассмотрение диффузии в этом случае усложняется. Именно в предельном случае, когда разрушение метастабилей за счет столкновений превалирует над диффузией, радиальное распределение метастабилей в разряде практически такое же, как и распределение источника возбуждения, и может оказаться существенным вклад собственных решений более высоких порядков, которые в свою очередь имеют большие скорости затухания. Поскольку, однако, в этом случае  $N\bar{V}\bar{Q} \gg \gamma_D$ , точность определения  $\Gamma$  не ухудшается.

Член  $\gamma_0$  описывает объемные потери в чистом газе. Коэффициенты для соответствующих двойных и тройных столкновений определены для ряда случаев<sup>32</sup>. Эти коэффициенты часто трудно отделить от тушащих процессов, включающих тепловые электроны и обратные процессы. Для наших целей  $\gamma_0$  представляет собой просто остаточную скорость затухания, которая зависит от метастабильного состояния, давления чистого газа и, возможно, даже от степени возбуждения. В типичных условиях  $\gamma_0$  и  $\gamma_D$  сравнимы в квантовых генераторах.

Член  $N\bar{V}\bar{Q}$  в (23) представляет полную частоту тушащих столкновений метастабиля с атомами или молекулами примесей плотности  $N(\text{см}^{-3})$ . Величина  $\bar{Q}$  есть усредненное по скоростям эффективное сечение, а среднюю относительную скорость  $\bar{V}$  можно получить из (19) подстановкой

$$M = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}, \quad (25)$$

где массы метастабиля и примеси обозначены через  $M_1$  и  $M_2$ . Для благородных газов при  $300^\circ \text{K}$  значение  $\bar{V}$  меняется от  $1,37 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$  для гелий-неоновых столкновений до  $3,81 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$  для столкновений криpton — ксенон. Эффективное сечение  $\bar{Q}$  определяется измерением  $\Gamma$  как функции  $N$  в (23). В последующих частях настоящего обзора суммированы данные, полученные таким методом и имеющие отношение к квантовым генераторам.

Скорости распада метастабилей обычно много меньше скорости разогрева электронов, существенно отличаются для различных метастабильных состояний и сильно меняются в зависимости от таких контролируемых параметров, как геометрия, давление газа, температура и т. д. Эти обстоятельства можно использовать для того, чтобы различать отдельные механизмы возбуждения в двухкомпонентных газовых системах. Это связано с тем, что времена жизни неметастабильных возбужденных состояний чрезвычайно коротки (в сравнении с временами разогрева электронов и релаксации метастабилей) и заселенность этих возбужденных состояний зависит от времени практически так же, как плотность возбуждающих частиц.

На рис. 6 в идеализированном виде показаны три основных типа временной зависимости, встречающихся в высокочастотных разрядах при низких давлениях газовых смесей. Предположено, что прямоугольный ВЧ-импульс начался при  $t=0$  и выключен при  $t=T$ . Далее, шкала  $t$

выбрана так, что времена порядка времен разогрева электронов (обычно от 5 до 20 мкsec при давлениях, используемых в разряде квантового генератора) пренебрежимо малы. Рис. 6, а дает, таким образом, огибающую ВЧ-импульса, электронную плотность и изменение во времени света, излучаемого теми атомными состояниями, которые возбуждаются непосредственно электронным ударом.

Чисто экспоненциальные затухание и нарастание, показанные на рис. 6, б, характеризуют как плотность метастабилей при низких мощностях разряда, так и интенсивность света, излученного с уровней примеси, которые возбуждены непосредственным столкновением с этими метастабилиями.

- а) Качественное отождествление таких двойных столкновений с передачей энергии возбуждения может быть произведено сравнением скорости затухания уровней метастабилей и примеси в широком интервале парциальных давлений и конфигурации разрядной трубки, а также установлением экспоненциальности затухания. Чисто экспоненциальная форма не может, конечно, получиться при наличии рекомбинации или других нелинейных процессов.
- б) Рис. 6, б характеризует двухступенчатый процесс такого типа, который встречается в квантовом генераторе на смеси аргон — кислород (см. ниже). Быстрый распад при  $t = T$  доказывает, что дело связано с сильно эндотермическим про-

Рис. 6. Три основных типа временной зависимости интенсивности линий, встречающихся в импульсном разряде в газовых смесях.

цессом, таким, как возбуждение электронным ударом. Однако медленное нарастание в начальной части импульса излучения более характерно для диффузии, что указывает на участие некоторого промежуточного метастабильного уровня.

Обычно в газовом разряде существенную роль играет не один механизм возбуждения, и действительный импульс излучения состоит из суммы нескольких простых импульсов, показанных на рис. 6. Наоборот, разлагая реальный импульс на составные части, можно разобраться в относительной роли отдельных механизмов возбуждения.

## II. МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Одна из особо привлекательных сторон газовых систем состоит в многообразии различных процессов, которые можно использовать для образования и разрушения возбужденных состояний. К моменту написания этих строк генерация получена в нескольких газовых системах, где возбуждение осуществляется оптическим возбуждением, электронным ударом, передачей возбуждения при неупругих атомных столкновениях и диссоциацией молекул при столкновениях атомов и молекул. Существование многих механизмов возбуждения облегчает, конечно, изучение различных классов возбужденных состояний и в этом смысле очень важно для создания новых газовых квантовых генераторов. Однако важно и то, что большой набор способов возбуждения расширяет методы работы с термодинамическими неравновесными газовыми системами.

Из принципа детального равновесия следует, что вероятность  $r_{12}$  процесса, в котором атом переходит с нижнего уровня  $E_1$  на более

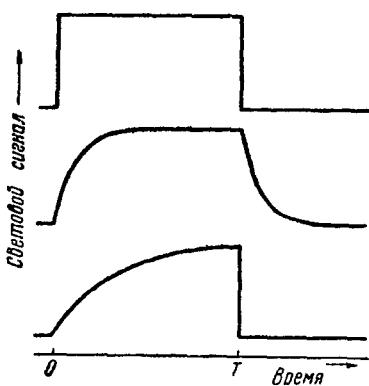


Рис. 6, в характеризует двухступенчатый процесс такого типа, который встречается в квантовом генераторе на смеси аргон — кислород (см. ниже). Быстрый распад при  $t = T$  доказывает, что дело связано с сильно эндотермическим про-

высокий уровень  $E_2$ , связана с вероятностью обратного процесса  $r_{21}$ :

$$r_{12} = b \frac{g_2}{g_1} r_{21}, \quad (26)$$

где  $b \ll 1$ . Этот множитель по существу есть интеграл по энергетическому распределению частиц, которые взаимодействуют с рассматриваемым атомом и производят изменения заселенности уровней. Его точное значение зависит от распределения частиц по энергиям. Например, когда взаимодействующими являются атомы или электроны, имеющие максвелловское распределение по скоростям с температурой  $T$ , то  $b$  есть как раз фактор Больцмана  $\exp\{- (E_2 - E_1)/kT\}$ . В этих случаях очевидно, что если существует только один такой процесс и если система представлена самой себе, то она будет подходить к равновесию таким образом, что заселенности уровней будут определяться распределением Больцмана с температурой  $T$  взаимодействующих частиц. Аналогичный результат получится, если допустить, что при взаимодействии атома со светом энергия спонтанного излучения распределена по спектру в соответствии с законом Планка для температуры  $T$  (получится применением известного рассуждения Эйнштейна в обращенной форме).

Поскольку все эти процессы ведут к установлению теплового равновесия, если система представлена самой себе, возникает естественный вопрос, как же можно получить стационарную инверсию заселенности. Ответ прост и заключается в том, что все эти процессы ведут систему к равновесию с разными скоростями и что правила отбора, в соответствии с которыми протекают эти процессы, весьма различны для разных классов уровней. Следовательно, можно противопоставить друг другу два из этих механизмов, так что система будет находиться в компромиссных стационарных условиях, когда ни один процесс не превалирует и заселенность всех уровней или даже некоторых их групп нельзя охарактеризовать одной температурой. Достижению такого состояния в многоуровневых системах можно способствовать, если создать сильные отклонения от максвелловского распределения взаимодействующих частиц или если применить источник весьма монохроматического света (как, например, в оптически возбуждаемых системах). Ясно, что именно благодаря существованию «обратного процесса» в каждом случае система стремится к тепловому равновесию.

В той степени, в которой можно сформулировать какое-либо общее правило для создания инверсной заселенности, представляется очевидным, что это правило должно включать в себя требование уменьшения «обратного процесса» на некоторой ступени работы. Последнего можно достигнуть, или сортируя атомы в пучке по состояниям, или позволяя излучению с некоторых уровней выходить через боковые стенки резонатора, или давая возможность определенным метастабильным атомам диффундировать на стенки и там разрушаться, или, вообще говоря, обеспечив в системе своего рода «сток» для энергии или частиц. Этот «сток» может начинаться непосредственно с нижнего уровня генерируемого перехода, как это сделано с помощью дефокусирующего электрического поля в первом квантовом СВЧ-генераторе на пучке амиака или с помощью спонтанного излучательного распада в большинстве известных газовых оптических генераторов. Последний метод требует применения прозрачных боковых стенок резонатора с небольшим радиусом, а также низких давлений газа; возможно, что выполнение этих требований и приводит к обратно пропорциональной зависимости усиления от радиуса, получающейся в газоразрядных системах. Однако существование большого числа процессов возбуждения позволяет, в принципе,

удалить «сток» от нижнего уровня на несколько ступеней, так что получается большое количество возможных методов получения инверсии; вероятно, это удаление «стока» могло бы привести даже к повышению генерируемой мощности из-за изменения радиальной зависимости усиления.

Шавлов и Таунс<sup>10</sup> в первых предложениях генераторов на парах металлов ограничились системами, в которых верхний уровень возбуждался селективно оптическим методом и в которых инверсия должна была поддерживаться механизмами релаксации, по природе своей целиком излучательными. Одна из таких систем (дезий, возбуждаемый излучением гелия) до сих пор является единственной, в которой получена генерация. Применение газового разряда для получения «отрицательного коэффициента поглощения» было, очевидно, предложено В. А. Фабрикантом<sup>33</sup> до появления работы Шавлова и Тауна. В. А. Фабрикант предложил систему, в которой обеднение нижнего уровня должно было происходить при неупругих столкновениях с атомами или молекулами буферного газа. Впоследствии предложено использование систем с разрядом в однокомпонентном газе (Дж. Сэндерс<sup>34</sup> и А. Джаван<sup>35</sup>) и использование систем с разрядом в двухкомпонентном газе, где верхний уровень заселяется при передаче возбуждения с метастабильного уровня другого газа (А. Джаван<sup>36, 38</sup>). Применение последней методики привело к созданию первого газового оптического генератора<sup>1</sup>.

Теоретические исследования инверсной заселенности проведены для некоторого ограниченного числа случаев<sup>35, 37-41</sup>. По-видимому, ясно, что имеющаяся информация о процессах неупругого рассеяния и о вероятностях переходов недостаточно подробна для извлечения большой практической выгоды из подобных расчетов и даже для проверки применимости некоторых использованных приближений. Допущение, что энергии электронов распределены по Максвеллу<sup>35, 37, 38</sup>, уже ставилось под сомнение<sup>39-41</sup>. Например, представляется вероятным, что в гелий-ксеноновом генераторе распределение электронов по энергиям не только не является максвелловским, но и средняя энергия электронов значительно превышает среднюю энергию возбужденных уровней Хе. Поэтому предположение, что распределение Максвелла можно рассматривать как первое приближение к решению задачи, не является очевидным. В общем случае, поскольку нужно получить состояние, сильно отклоняющееся от термодинамически равновесного, не было бы удивительно, если бы оказалось, что оптимальные условия генерации нельзя осмысленно выразить с помощью некоторой «температуры».

Неизбежное пренебрежение столь многими неупругими процессами второго порядка в перечисленных работах тоже, по-видимому, явилось источником значительной ошибки. Во всяком случае, применение этих методов анализа до сих пор не помогло предсказать, на каких переходах можно получить генерацию в газовом разряде, не говоря уже об определении оптимальных условий генерации.

Хотя оказалось необходимым часто прибегать к эксперименту для нахождения новых газовых систем, все же очень многое о типах уровней, пригодных для генерации, можно узнать просто из качественного рассмотрения возможных процессов возбуждения. Дальше мы ограничимся основными механизмами возбуждения, которые практически использовались для получения генерации в газовых системах (не забывая, что существуют также и другие важные механизмы). Подробный обзор работ в этой области, выполненных до 1952 г., составлен Мэсси и Бархопом<sup>28</sup>, а краткое описание работ, выполненных позднее, содержится в статье Беннетта<sup>42</sup>.

## II.А. Оптическое возбуждение

Хотя этот метод оказался весьма успешным при возбуждении генераторов с твердыми веществами, тем не менее не столь очевидно, что он годен для возбуждения газовых систем. Основная разница с этой точки зрения между системами с твердыми веществами и газовыми заключается в ширине спектра поглощения. Полосы поглощения твердых веществ весьма широки в сравнении даже с уширенными давлением и самообращенными линиями мощных ртутных ламп. Ширины же резонансных линий поглощения (атомных) газов при низком давлении определяются главным образом эффектом Допплера и поэтому очень малы. Следовательно, требуется очень точное совпадение линии излучения источника с линией поглощения возбуждаемого вещества. Сечения поглощения, разумеется, становятся очень большими в центре линии поглощения (см. уравнение (5)), так что, если имеет место совпадение, такое возбуждение весьма эффективно. Этим методом можно возбуждать лишь уровни, имеющие четность, противоположную четности основного (поглощающего) состояния, так как возбужденное состояние должно быть связано с основным сильным дипольным переходом. Поскольку генерирующий переход по определению является разрешенным, предыдущее требование означает, что релаксация нижнего уровня этого перехода (уравнение (8)) должна происходить без радиационного перехода в основное состояние (в системах, где верхний уровень возбуждается оптически непосредственно). Чрезвычайно жесткие требования к совпадению возбуждающей линии с линией поглощения совместно с дополнительными требованиями к скоростям релаксации рабочих уровней делают оптическое возбуждение наименее применимым методом возбуждения газовых генераторов. Дополнительная техническая трудность заключается в том, что резонансные линии многих газов находятся в вакуумном ультрафиолете, где из-за отсутствия как окон, так и зеркал нельзя применить внешний источник возбуждения.

## II.Б. Электронный удар

Хотя при возбуждении электронным ударом действуют почти те же правила отбора, что и при оптическом возбуждении, электронный удар представляет собой наиболее общий из до сих пор разработанных методов получения инверсной заселенности в газовых системах. Широкая область применимости этого метода обусловлена тем, что сечения возбуждения электронным ударом велики в широком интервале энергий, превышающих пороговую. Однако электронным ударом могут быть возбуждены уровни, грубо говоря, того же класса, что и в п. II.А. Например, сечение возбуждения  $m$ -го уровня (исходный уровень основной) в борновском приближении<sup>28</sup>

$$Q_{m0} \propto \left| \int e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} \psi_m^* \psi_0 d\mathbf{r} \right|^2, \quad (27)$$

где  $\mathbf{K}$  — изменение волнового вектора налетающего электрона, а  $\psi_m$ ,  $\psi_0$  — волновые функции соответственно  $m$ -го возбужденного и основного состояний. Первый неисчезающий член в (27) в точности пропорционален вероятности электродипольного перехода между основным и возбужденным состояниями атома. Поэтому максимальные сечения соответствуют оптически разрешенным переходам и

$$Q_{m0} \propto A_{m0}. \quad (28)$$

Приближение (28) справедливо с большой точностью лишь в предельном случае, когда энергия электрона заметно выше пороговой. Однако

оказывается, что даже вблизи пороговой энергии еще сохраняется приблизительная пропорциональность между отношениями сечений и отношениями коэффициентов Эйнштейна  $A$  для уровней одной мультиплетности. Поэтому уровень, имеющий большую вероятность излучательного перехода в основное состояние, имеет пропорционально большое сечение возбуждения электронным ударом из основного состояния, и наоборот. По этой причине схемы генераторов, которые основаны на электронном возбуждении газа и в которых быстрое обеднение нижнего уровня должно происходить путем излучательного перехода на основной уровень, обречены на неудачу (такова, например, схема с использованием чистого гелия, предложенная Сэндерсом<sup>34</sup>). Иначе говоря, природа достаточно капризна, чтобы создать коэффициенты пропорциональности, приводящие к поглощению на рабочем переходе. Еще один недостаток систем такого рода заключается в том, что при давлениях, достаточных для поддержания разряда, имеет место пленение излучения, испускаемого при переходе в основное состояние.

Другой крайностью являются системы, где нижний уровень перехода быстро обедняется при излучательных переходах на группу возбужденных уровней, а верхний уровень рабочего перехода оптически связан с основным. Такие системы, разумеется, идеальны для возбуждения электронным ударом и успешно применялись в генераторах с чистыми благородными газами ( $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$ ,  $\text{Xe}$ , см. ниже). Благодаря обменному взаимодействию сечения возбуждения состояний со спином, отличающимся на  $1/2$  от спина основного состояния, могут также быть весьма велики при пороговых энергиях<sup>28</sup>. По этой причине большое количество состояний, имеющих ту же конфигурацию, что и «оптически связанный» уровень, могут

также с заметной вероятностью возбуждаться электронным ударом в газовом разряде.

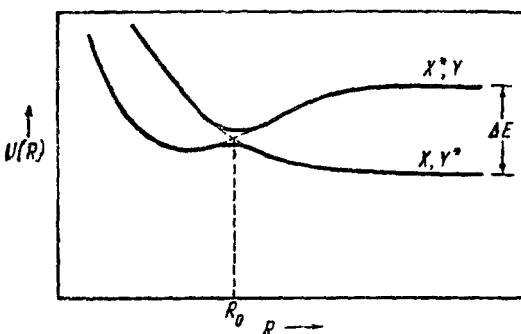


Рис. 7. Молекулярные потенциальные кривые, иллюстрирующие передачу энергии возбуждения при атом-атомных столкновениях.

Процесс начинается при большом расстоянии между атомами на кривой  $X^*$ ,  $Y$ . Во время столкновения в точке  $R_0$  имеет место переход на молекулярную кривую  $X$ ,  $Y^*$ , т. е. энергия возбуждения передается от  $X^*$  к  $Y^*$ .

время столкновения из двух атомов случаев показан на рис. 7, где для такой молекулы изображены электронные потенциальные кривые  $U(R)$  как функции межъядерного расстояния  $R$ . Два атома сближаются с бесконечного расстояния (кривая  $X^*$ ,  $Y$ ), и при столкновении происходит переход на кривую  $X$ ,  $Y^*$ . Задачу о переходе можно решить, постулировав фиктивную точку пересечения (в отмеченной области вблизи  $R_0$ ), где кривые максимально сближаются. При этом, как можно показать, должно существовать некоторое взаимодей-

### II. В. Н е у п р у г и е с т о л к н о в е н и я а т о м о в

#### Процессы столкновений типа

$$X^* + Y \rightarrow Y^* + X + \Delta E, \quad (a)$$

в которых энергия возбуждения передается от состояния  $X^*$  одного атома состоянию  $Y^*$  другого, впервые теоретически изучены Ландау<sup>43</sup>, Зинером<sup>44</sup> и Штюкельбергом<sup>45</sup>. Самые новые вычисления проведены Бейтсом и др.<sup>46</sup>. Этот процесс можно рассматривать, основываясь на представлении о том, что за

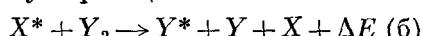
образуется молекула. Один из

ствие двух молекулярных состояний, приводящее к отталкиванию кривых в точке  $R_0$ ; таким образом, первоначальная точка пересечения исчезает, а взамен возникает вероятность перехода между двумя кривыми, резко локализованная в  $R_0$ . Окончательный результат можно точно выразить через такие параметры, как величина  $R_0$  и наклоны потенциальных кривых в фиктивной точке пересечения.

Трудность использования таких расчетов в практических задачах заключается, разумеется, в том, что ход потенциальных кривых обычно неизвестен. Теоретическое и экспериментальное<sup>28</sup> исследование ряда частных случаев показало, что зависимость вероятности процессов типа (а) от разности энергий  $\Delta E$  между начальным и конечным состояниями имеет резко выраженный резонансный характер. Известно, что весьма большие сечения ( $\sim 10^{-13} \text{ см}^2$ ) соответствуют почти точному совпадению, умеренные сечения ( $\sim \pi a_0^2$ ) получаются при разности энергий в несколько  $kT$ , и сечения становятся пренебрежимо малыми для разностей энергий, превышающих несколько десятых электрон-вольта<sup>28</sup>. Кроме того, сечения обычно максимальны при сохранении полного спина электронов, хотя известны случаи, когда сохранение спина совершенно не выполнялось, но сечения были большими<sup>28</sup>. Как и в случае оптического возбуждения, рассматриваемый процесс чрезвычайно эффективен, когда имеется достаточно точное совпадение энергий (например, с метастабильным уровнем  $X^*$ ).

## II. Г. Передача возбуждения при диссоциации

Из-за неизбежной сложности взаимодействия трех тел выполнено относительно мало теоретических исследований по столкновениям атомов с молекулами. Однако, поскольку в реакциях типа



наличие трех частиц позволяет сохранить энергию и момент импульса, можно получить относительно большие сечения таких реакций ( $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ ) при разностях энергий  $\Delta E \approx 1$  или 2 эв. Реакцию (б) можно приближенно рассматривать как вынужденный переход из основного состояния  $Y_2$  молекулы в высоко расположенное состояние  $Y_2^*$ , которое затем распадается. Приближенное рассмотрение задачи проиллюстрировано на рис. 8, где изображены потенциальные кривые основного и возбужденного состояний (путь возбуждения показан стрелками). Как показывают различные пунктирные кривые, в общем случае существует большое число возбужденных состояний молекулы, которые сходятся к одному пределу диссоциации. Поэтому при реакции (б) можно получить большой набор значений  $\Delta E$  в тех случаях, когда возбужденные уровни атома  $Y$

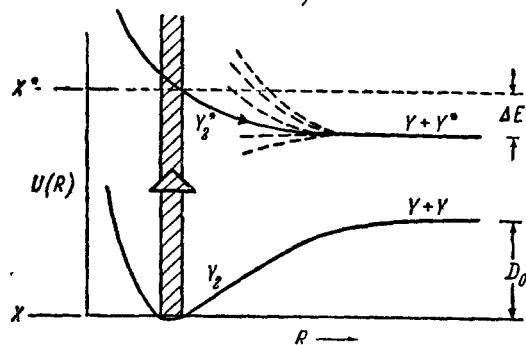


Рис. 8. Молекулярные потенциальные кривые, иллюстрирующие процесс передачи возбуждения при диссоциации. Метастабильный атом передает энергию возбуждения молекуле  $Y_2$ ; в результате чего  $Y_2$  переходит в возбужденное состояние  $Y_2^*$ .

Диссоциация приводит к образованию возбужденного атома  $Y^*$ . Пунктирные кривые представляют набор потенциальных кривых молекулярных состояний, которые дают одни и те же продукты диссоциации.

<sup>28)</sup>  $a_0$  — радиус первой боровской орбиты. (Прим. перев.)

отстоят далеко друг от друга. Область, в которой принцип Франка — Кондона выполнялся бы для процесса возбуждения, показана вертикальными линиями. Совсем не очевидно, насколько вообще принцип Франка — Кондона будет применим к реакции (б), поскольку продолжительности столкновений близки к типичным периодам колебаний. Однако экспериментально обнаружено, что столкновения такого типа, по крайней мере приближительно, подчиняются принципу Франка — Кондона. Представляется вероятным, что присутствие возбужденного состояния ( $X^*$ ) в нецентральных столкновениях можно грубо рассматривать как возмущение, не зависящее от межъядерного расстояния в молекуле  $Y_2$ . В последнем случае вероятность перехода примерно пропорциональна квадрату обменного интеграла и поэтому может быть выведена из квантовомеханической формулировки принципа Франка — Кондона. Реакции типа (б) применены для создания селективной диссоциации в генераторах со смесями неон — кислород и аргон — кислород.

### III. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ГАЗОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Сводка переходов и характеристики известных газовых систем, в которых была получена генерация в оптическом диапазоне, содержится в табл. I. Там же приведены данные, относящиеся к генерации, для наиболее сильных переходов. Как уже упоминалось, усиление в газоразрядных системах изменяется, грубо говоря, обратно пропорционально диаметру разрядной трубки. В большинстве случаев усиление определялось путем введения известных потерь в резонатор. Приведенные значения соответствуют разрядной трубке с внутренним диаметром  $\sim 7$  мм. Пока не было никаких существенных попыток оптимизации мощности генерации этих систем, и приводимые данные представляют только то, что было опубликовано в оригинальных работах. Все данные для газоразрядных генераторов получены с внешними конфокальными зеркалами с радиусом кривизны 2,2 м и апертурой 7 мм. Для удобства пользования переходы неона, аргона, криптона и ксенона приведены как в обозначениях Пашена, так и в обозначениях Рака; обозначения LS-связи применяются для характеристики переходов гелия, кислорода и цезия. При подготовке табл. I была принята до некоторой степени произвольная точка зрения — в таблицу включены только те газовые системы, для которых наблюдалась генерация. Инверсная заселенность наблюдалась для некоторых других газовых систем ранее, чем был запущен первый неон-гелиевый генератор<sup>47-49</sup>, однако авторы работ<sup>47-49</sup> не подтвердили своих наблюдений получением генерации.

#### III.A. Гелий-неоновый оптический квантовый генератор

Непрерывная генерация была впервые получена Джаваном и др.<sup>1</sup> на пяти инфракрасных переходах неона, перечисленных в табл. I со ссылкой на работу<sup>5</sup>. Оптический резонатор, примененный в этой работе, показан на рис. 2, а усиливающая среда состоит из высокочастотного разряда, содержащего смесь неона и гелия. Частотные характеристики излучения генератора будут описаны в последнем разделе этой статьи. Следует ожидать, что они будут типичными для большинства газовых мазеров. В этом разделе мы ограничимся рассмотрением свойств усиливающей среды.

На рис. 9 приведены уровни энергии гелия и неона, имеющие отношение к генерации, и схематически представлены механизмы возбуждения, приводящие к возбуждению. Использована система обозначений

Таблица I

Сводка переходов, на которых достигнута непрерывная генерация\*)

Газ	Длина волны в воздухе ( $\mu$ )	Переход		Оптимальное давление (тор)	$\Delta I/I$ (%) на метре	Мощность (мвт) на каждый пу- зчик	Литература (первые ра- боты)	
		В обозначениях LS или Пашена	В обозначениях Рака					
(Неон)								
Гелий + неон								
	0,6328	$3s_2 - 2p_4$	$5s' [1/2]_1^0 - 3p' [3/2]_2$	$p_{\text{He}} = 0,5$ $p_{\text{Ne}} = 0,1$	2	4	4	
	1,0798	$2s_3 - 2p_7$	$4s' [1/2]_0^0 - 3p' [3/2]_1$				6	
	1,0845	$2s_2 - 2p_6$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [3/2]_2$				6	
	1,1143	$2s_4 - 2p_8$	$4s [3/2]_1^0 - 3p [5/2]_2$					
	1,1177	$2s_5 - 2p_9$	$4s [3/2]_2^0 - 3p [5/2]_3$				1	
	1,1390	$2s_5 - 2p_8$	$4s [3/2]_2^0 - 3p [5/2]_2$				6	
	1,1409	$2s_2 - 2p_5$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [3/2]_1$					
	1,1523***)	$2s_2 - 2p_4$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [3/2]_2$	$p_{\text{He}} = 1$ $p_{\text{Ne}} = 0,1$	12	20	1	
	1,1601	$2s_2 - 2p_3$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p [1/2]_0$	$p_{\text{He}} = 1$ $p_{\text{Ne}} = 0,1$			59	
	1,1614	$2s_3 - 2p_5$	$4s' [1/2]_0^0 - 3p' [3/2]_1$				1	
	1,1767	$2s_2 - 2p_2$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [1/2]_1$				6	
	1,1985	$2s_3 - 2p_2$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [1/2]_1$				1	
	1,2066	$2s_5 - 2p_6$	$4s [3/2]_2^0 - 3p [3/2]_2$				1	
	1,5231	$2s_2 - 2p_4$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [1/2]_0$	$p_{\text{He}} = 1$ до 2 $p_{\text{Ne}} = 0,1$ до 0,2			6	
	3,3913***)	$3s_2 - 3p_4$	$5s' [1/2]_1^0 - 4p' [3/2]_2$		$1,6 \cdot 10^4$	10	60	
Цезий	7,1821	$8^2P_{1/2} - 8^2S_{1/2}$			(См. текст)	170	0,025	2
(Кислород)								
Неон + кислород	0,84462	$3^3P_2 - 3^3S_1$	—	$p_{\text{Ne}} = 0,35$ $p_{\text{O}_2} = 0,014$	3	1	3	
Аргон + кислород	0,84462	$3^3P_2 - 3^3S_1$	—	$p_{\text{Ar}} = 1,3$ $p_{\text{O}_2} = 0,036$	3	1	3	

## Продолжение табл. I

В. Р. БЕННЕТТ

Газ	Длина волны в воздухе ( $\mu$ )	Переход		Оптимальное дав- ление (тор)	Усиление $\Delta I/I$ (%) на метре	Мощность (мвт) на каждый пу- зчик	Литература (первые ра- боты)
		В обозначениях LS или Пашена	В обозначениях Рака				
Гелий	2,0603**)	$73D - 4^3P$	—	8	5	3	5
Неон	1,1523***) 2,1019**)	$2s_2 - 2p_4$ $4s_1'' - 2p_6$ $5d_5 - 4p_7$ или $5d_4 - 4p_6$	$4s' [1/2]_1^0 - 3p' [3/2]_2$ $4d' [5/2]_2^0 - 4p' [3/2]_2$ $5d [1/2]_1^0 - 5p [3/2]_1$ или $5d [7/2]_3^0 - 5p [3/2]_2$	0,06 0,2	4 3	1 1	23, 26, 25 5
Аргон	1,6180 1,6941 1,793 2,0616	$2s_5 - 2p_3$ $3d_3 - 2p_6$ $3d_5 - 2p_6$ или $3d_6 - 2p_7$ $3d_3 - 2p_3$	$5s [3/2]_2^0 - 4p' [3/2]_2$ $3d [3/2]_2^0 - 4p' [3/2]_2$ $3d [1/2]_1^0 - 4p' [3/2]_2$ или $3d [1/2]_1^0 - 4p' [3/2]_1$ $3d [3/2]_2^0 - 4p' [3/2]_2$	0,05 0,035 0,035 0,035	3	0,5	5 5 5 5
Криптон	1,6900 1,6936 1,7843 1,8185 1,9211**) 2,1165 2,1902 2,5234	$3d_5 - 2p_{10}$ $3d_4 - 2p_7$ $3d_8 - 2p_{10}$ $3s''_4 - 2p_2$ $4s_5 - 3p_8$ $3d_3 - 2p_7$ $3d_3 - 2p_6$ $3d_5 - 2p_6$	$4d [1/2]_1^0 - 5p [1/2]_1$ $4d [5/2]_2^0 - 5p [3/2]_1$ $4d [1/2]_1^0 - 5p [1/2]_1$ $4d' [5/2]_2^0 - 5p' [3/2]_2$ $8s [3/2]_2^0 - 6p [5/2]_2$ $4d [3/2]_2^0 - 5p [3/2]_1$ $4d [3/2]_2^0 - 5p [3/2]_2$ $4d [1/2]_1^0 - 5p [3/2]_2$	0,07 0,05 0,07 0,07 0,035 0,035 0,035 0,035			5 5 5 5 5 5 5 7
Ксенон	2,0261 5,5738**)	$3d_2 - 2p_7$ $3d'_4 - 2p_8$	$5d [3/2]_1^0 - 6p [3/2]_1$ $5d [7/2]_4^0 - 6p [5/2]_3$	0,02 0,01	10 (Очень сильный)	5	5 7
Гелий + ксенон	2,0261	$3d_2 - 2p_7$	$5d [3/2]_1^0 - 6p [3/2]_1$	$P_{He} = 5$ $P_{Xe} = 0,2$	120	10	5

(Ксенон)

Продолжение табл. I

Газ	Длина волны в воздухе ( $\mu$ )	Переход		Оптимальное давление (тор)	$\Delta I/I$ (%) на метре	Мощность (мвт) на каждый пучок	Литература (первые работы)
		В обозначениях LS или Пашена	В обозначениях Рака				
Гелий + ксенон	2,3193	$3d'_1 - 2p_9$	$5d [5/2]_0^0 - 6p [5/2]_2$	$P_{\text{He}} = 1$	(Очень слабый)	7	7
	2,6269	$3d''_1 - 2p_9$	$5d [5/2]_0^0 - 6p [5/2]_2$				
	2,6511	$3d_2 - 2p_5$	$5d [3/2]_1^0 - 6p [1/2]_0$				
	3,1069	$3d'_1 - 2p_6$	$5d [5/2]_3^0 - 6p [3/2]_2$		$P_{\text{Xe}} = 0,02$	(Сильный)	7
	3,3667	$3d''_1 - 2p_7$	$5d [5/2]_2^0 - 6p [3/2]_1$				
	3,5070***)	$3d_4 - 2p_9$	$5d [7/2]_3^0 - 6p [5/2]_2$		$P_{\text{He}} = 1$	(Сильный)	7
	3,6788	$3d_5 - 2p_{10}$	$5d [1/2]_0^0 - 6p [1/2]_1$				
	3,6849	$3d''_2 - 2p_6$	$5d [5/2]_2^0 - 6p [3/2]_2$				
	3,8940	$3d_4 - 2p_8$	$5d [7/2]_3^0 - 6p [5/2]_3$	$P_{\text{He}} = 0,3$	(Слабый)	7	7
	3,9955**)	$3d_6 - 2p_{10}$	$5d [1/2]_0^0 - 6p [1/2]_1$				
	5,5738	$3d'_4 - 2p_8$	$5d [7/2]_4^0 - 6p [5/2]_3$	$P_{\text{He}} = 1$	(Очень слабый)	7	7
	7,3147**)	$3d_3 - 2p_7$	$5d [3/2]_2^0 - 6p [3/2]_1$	$P_{\text{Xe}} = 0,01$	(Сильный)	7	7
	9,0040**)	$3d_3 - 2p_6$	$5d [3/2]_2^0 - 6p [3/2]_2$	$P_{\text{He}} = 0$	(Очень сильный)	7	7
	9,7002**)	$3d_5 - 2p_7$	$5d [1/2]_1^0 - 6p [3/2]_1$				
	12,263**)	$3d_6 - 2p_7$	$5d [1/2]_0^0 - 6p [3/2]_1$				
	12,913**)	$3d_5 - 2p_6$	$5d [1/2]_1^0 - 6p [3/2]_2$	$P_{\text{Xe}} = 0,01$		7	7

\*) Для удобства переходы в Ne, Ar, Kr и Xe указаны как в обозначениях Пашена, так и в обозначениях Рака. Данные генераторов приведены для наиболее сильных переходов; все эти данные (за исключением цезия) относятся к конфокальной системе с длиной разряда 2 м и внутренним диаметром трубки 7 мм. Данные по мощности генерации являются лишь первыми результатами и не соответствуют оптимальным условиям (см. текст). (См. также примечание на стр. 119—Перев.).

\*\*) Переход, впервые обнаруженный в генерации.

\*\*\*) Преобладает над другими переходами, начинающимися с того же верхнего уровня.

Пашена для уровней неона. В скобках указана электронная конфигурация для каждой группы уровней. Истинное положение дела значительно отличается от первоначальных предложений<sup>35, 36</sup>, и для лучшего понимания полезно напомнить историю развития проблемы.

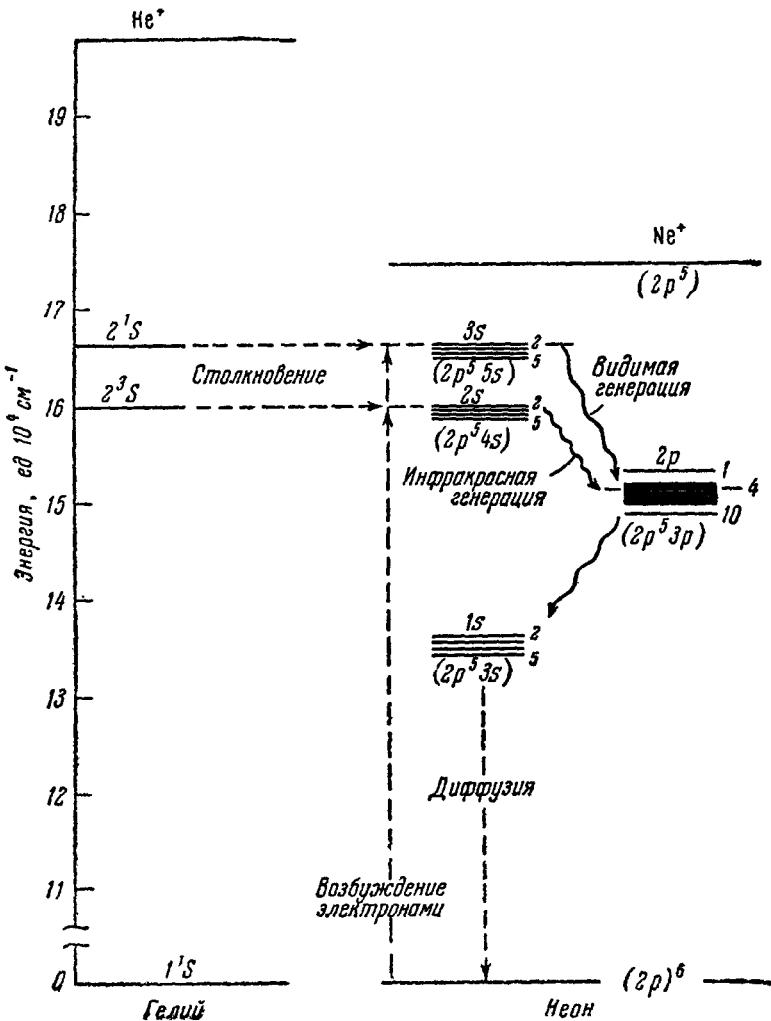
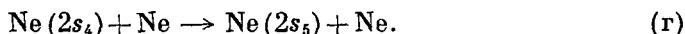


Рис. 9. Уровни энергии гелия и неона.

Показаны основные процессы возбуждения, существенные для инфракрасных и видимых рабочих переходов. Уровни Ne (3 p) не показаны (см. рис. 14).

В работе<sup>35</sup> Джаван предложил получить усиление на переходах неона  $2s_4 - 2p_{10}$  и  $2s_5 - 2p_{10}$  при  $0,949$  и  $0,967 \mu$ , используя следующие процессы в газовом разряде в чистом неоне:

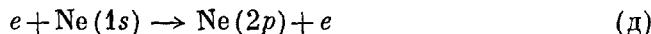


Важность этих двух процессов \*) в заселении уровней неона  $Ne(2s_4)$  и  $Ne(2s_5)$  была ранее рассмотрена Беннеттом<sup>50</sup>. Он показал также косвенными

\*) Здесь и ниже химический символ без указания состояния (например,  $Ne$ ,  $He$  и т. п.) означает атом в основном состоянии. (Прим. перев.)

экспериментальными средствами, что времена жизни этих уровней порядка микросекунд, если фотоны, излучаемые при переходе с  $2s_4$  на основной уровень полностью пленены. Так как Ладенбург<sup>51</sup> экспериментально показал, что времена жизни  $2p$ -уровней составляют около  $10^{-8}$  сек, казалось разумным, что инверсная заселенность может быть получена на некоторых переходах  $2s-2p$ . По методу Бейтса и Дамгаард<sup>29</sup> было оценено, что коэффициент Эйнштейна  $A$  для перехода  $2s_4-2p_{10}$  в 60 раз меньше, чем полная вероятность распада уровня  $2p_{10}$ , полученная Ладенбургом, и, следовательно, существует значительный запас для вредных источников возбуждения уровня  $2p_{10}$  (см. уравнение (8)). Далее, было известно, что уровень  $2s_4$  оптически связан с основным уровнем неона и, следовательно, имеет большое сечение по сравнению с сечением для  $2p_{10}$  (см. п. II.Б). Как было отмечено Беннеттом<sup>50</sup>, существование таких процессов, как (г), может приводить к накоплению возбужденных атомов на уровнях, которые являются **нижними** в группе близких уровней, отстоящих от других групп не менее чем на 0,5 эв. Такое накапливание будет происходить, если давление газа достаточно велико, чтобы процесс (г) мог конкурировать с радиационным распадом, и если можно пренебречь необратимыми процессами (например, образованием молекулярных ионов). Этим условиям удовлетворяет уровень  $2s_5$ . Следовательно, можно ожидать, что при высоких давлениях заселенности уровней  $2s$ -конфигурации даются распределением Больцмана с атомной температурой и что в сущности ничто не может разрушить возбуждение наиболее низкого  $2s$ -уровня, кроме спонтанного перехода в состояние  $2p$ <sup>50</sup>. Как было отмечено Джаваном<sup>35</sup>, переходы неона  $2s_4-2p_{10}$  и  $2s_5-2p_{10}$  представляются поэтому идеальными для однокомпонентной газовой системы (см. п. II.Б).

Джаван<sup>35</sup> дал приближенный анализ однокомпонентной газовой системы, в котором было принято, что скорости электронов распределены по Максвеллу, и рассмотрены только объемные процессы. Кроме того, принималось, что в первом приближении можно пренебречь такими вторичными процессами, как

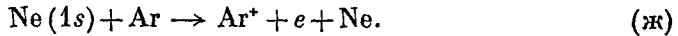


и пленением фотонов на переходах  $2p-1s$ . Результаты расчета не зависели, таким образом, от размеров разрядной трубы и указывали на то, что оптимальное усиление получится, когда давление будет большим ( $\sim 10$  тор). При этом анализе однокомпонентной газовой системы было отмечено, что число ударов второго рода, таких, как



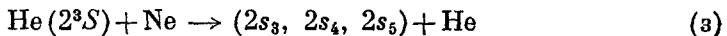
должно быть мало по сравнению с числом радиационных переходов с  $2s$ -уровней, если должна поддерживаться инверсия (т. е. в обозначениях<sup>35</sup>  $\theta_{10} \gg T_i$ ). Однако это требование не является важным ограничением для чистых газовых систем. Действительно, для разумных величин эффективных сечений процесса (е) неравенство  $\theta_{10} \gg T_i$  нарушается при таких больших плотностях электронов, что процессы второго порядка, которые не учитывались при анализе проблемы, становятся главными факторами. разрушающими инверсную заселенность. Как выяснилось из экспериментов, процессы второго порядка настолько важны, что большинство газовых систем вынуждено функционировать при крайне низких давлениях, когда процессами типа (г) можно часто пренебречь по сравнению с радиационным распадом. В таких условиях, в сущности, ни одно из рассматриваемых возбужденных состояний не может быть описано «температурой» электронов или газа и, кроме того, маловероятно, чтобы распределение электронов по скоростям было даже приблизительно максвелловским. Джаван,

конечно, отметил важность процесса (д) и пленения фотонов на переходах  $2p-1s$ . Он предположил, что вредное влияние метастабилей неона можно уменьшить за счет добавления другого газа, например аргона, если будет эффективен процесс



Как оказалось, полезный эффект был получен этим путем только для одной газовой системы (чистый гелий, см. ниже).

Джаван<sup>35, 36</sup> предложил также использовать возбуждение при переходах типа



как средство заселения уровней  $2s_3, 2s_4, 2s_5$  в смеси неон—гелий и, следовательно, для получения усиления на переходах неона 0,949, 0,967 и 0,899  $\mu$  ( $2s_3-2p_{10}$ ). Хотя для этих трех переходов получена высокая степень прозрачности<sup>6</sup>, они не принадлежат к большой группе переходов в системе неон—гелий, на которой получена генерация или другие прямые доказательства усиления. Из-за большого энергетического промежутка ( $\sim 1400 \text{ см}^{-1}$ ) между уровнями  $2p_9$  и  $2p_{10}$  кажется правдоподобным, что избыточное заселение уровня  $2p_{10}$  может быть следствием совместного влияния пленения на переходах  $2p-1s$  и передачи возбуждения при столкновении неон—неон. Этот тип процессов может объяснить неудачу всех попыток получить генерацию на переходах неона, оканчивающихся на уровне  $2p_{10}$ .

Как указал Джаван, имеются значительные практические преимущества при использовании реакций типа (з). Так как уровень  $2^3S$  есть первый возбужденный уровень гелия, большое число механизмов, с помощью которых он может образовываться, ведет к исключительно большому эффективному сечению возбуждения. Далее, его метастабильный характер позволяет использовать эту большую эффективную скорость образования для селективного (с помощью процесса типа (з)) возбуждения уровня примеси. Этот тип селективного усиления процесса, конечно, был хорошо известен спектроскопистам<sup>28</sup> (см. п. II.B) и, например, был использован ранее с успехом в определенных типах газовых сцинтилляционных счетчиков<sup>42, 50</sup>.

Хотя процесс (з) и не был ранее исследован непосредственно, было известно<sup>54</sup>, однако, что имеет место аномальное усиление видимых переходов неона ( $2p-1s$ ) в очень чистых образцах гелия, и поэтому предложение Джавана казалось правдоподобным. Однако существует минимальное требование к сечению процесса: сечение должно быть настолько большим, чтобы при парциальном давлении примеси, необходимом для преобладания процесса типа (з) над объемной дезактивацией метастабилей, не сильно уменьшалась средняя энергия электронов. Первоначальное предпочтение, отдаваемое уровням  $2s_3, 2s_4$  и  $2s_5$ , возникло из-за ожидаемой важности процессов (в) и (г) при высоких давлениях, а также потому, что в процессе



не сохраняется полный электронный спин. Именно  $2s_2$  соответствует уровню  $1P_1$ , в то время как уровням  $2s_3, 2s_4, 2s_5$  соответствуют уровни  $3P_{0, 1, 2}$  (в обозначении  $LS$ ). Следовательно, хотя уровень  $2s_2$  был единственным уровнем неона, лежащим ниже уровня  $\text{He}(2^3S)$  примерно на  $kT$ , и, следовательно, единственным уровнем, для которого можно было бы ожидать большого эффективного сечения перехода на основании соображений об энергетическом резонансе (см. п. II.B), правило Вигнера

сохранения спина<sup>28</sup>, как будто бы препятствовало эффективности процесса (з). Тот факт, что процесс (з) на самом деле происходит с большой скоростью, вероятно, объясняется тем, что  $LS$ -связь для уровней  $\text{Ne}(2s)$  не имеет места.

Первые экспериментальные исследования неона и смеси гелий—неон были проведены Джаваном и Беннеттом<sup>52</sup>. Их результаты указывали на то, что эффекты второго порядка, связанные с метастабилиями неона (например, процесс (д))<sup>\*)</sup>, будут настолько существенны, что в чистых газовых системах невозможно получить усиление, достаточное для генерации. Действительно, в течение некоторого времени казалось вероятным, что в системе неон—гелий генерация может быть получена только в импульсном режиме в послесвечении разряда, так как время жизни метастабилей  $\text{He}(2^3S)$ , обусловленное процессом типа (з), может быть сделано много больше времени разогрева электронов; следовательно, процесс (д) не является ограничением в послесвечении. Используя методику, описанную в п. I.Е, было найдено<sup>52</sup>, что процессы (з) и (и) сравнимы по вероятностям и что полное сечение разрушения (см. табл. II) для столкновений

Таблица II

Полные сечения дезактивации метастабилей, имеющие отношение к гелий-неоновому генератору (частоты столкновений—из (19), (23) и (25))

Столкновение	Сечение, $\text{cm}^2 \cdot 10^{16}$	Частота столкновений, $\text{сек}^{-1}$ ( $p$ в торах)	Литература
$\text{He}(2^1S) - \text{Ne}$	$4,1 \pm 1$	$17 \cdot 10^5 p_{\text{Ne}}$	58
$\text{He}(2^3S) - \text{Ne}$	$0,37 \pm 0,05$	$1,6 \cdot 10^5 p_{\text{Ne}}$	1
$\text{He}(2^3S) - \text{Ar}$	$6,6 \pm 1,3$	$28 \cdot 10^5 p_{\text{Ar}}$	58
$\text{Ne}(1s_5) - \text{Ar}$	2,6	$5,7 \cdot 10^5 p_{\text{Ar}}$	61

$\text{He}(3^2S) + \text{Ne}$  довольно мало. Абсолютные и относительные измерения заселенностей показали, тем не менее, что преобладающие потери метастабилей  $\text{He}(2^3S)$  фактически происходили за счет возбуждения  $2s$ -состояний неона. Следовательно, если радиационные времена жизни  $2s$ - и  $2p$ -уровней были такими, как ожидалось, генерация должна была возникнуть по крайней мере в импульсном режиме разряда, содержащего смесь неон—гелий.

Радиационные времена жизни четырех  $2s$ -уровней и десяти  $2p$ -уровней непосредственно измерили Беннетт и др.<sup>21, 31</sup>, используя методику, описанную в п. I.Е. Они установили, что усиление может быть получено, в принципе, на всех тридцати переходах  $2s - 2p$  в пределах от 0,89 до 1,7  $\mu$ . Ошибка в измерении времен жизни уровней  $2p$ , обусловленная каскадными переходами, была такова, что нельзя было обнаружить значительной разницы с ранее выполненной работой Ладенбурга<sup>51</sup>. Сводка времен жизни уровней  $2s$  и  $2p$  приведена в табл. III.

Для более тщательных предварительных исследований из различных возможных переходов  $2s - 2p$  был выбран переход  $2s_5 - 2p_9$  (1,118  $\mu$ )<sup>52</sup>. Так как уровень  $2p_9$  имеет только один путь радиационного распада (переход  $2p_9 - 1s_5$ ,  $\lambda = 0,64 \mu$ ), измерения относительной интенсивности,

<sup>\*)</sup> В свете последующих результатов, полученных с чистыми благородными газами, представляется вероятным, что процессы  $e + \text{Ne} \rightarrow \text{Ne}(3d) + e$  и  $\text{Ne}(3d) \rightarrow \text{Ne}(2p) + h\nu$ , которые зависят от времени так же, как процесс (е), тоже представляют важное ограничение для усиления.

сделанные одновременно на переходах 1,118 и 0,640  $\mu$ , могли дать прямое определение дополнительного возбуждения нижнего состояния ( $2p_9$ ) рабочего перехода, происходящего при процессах, отличных от спонтанного перехода  $2s_5 - 2p_9$ . Эти исследования позволили подобрать наилучшие условия разряда, давление газа и геометрию разрядной трубки.

Таблица III

Времена жизни уровней неона ( $2s$ )\* и ( $2p$ )\*\* (в наносекундах)

$2s_2$	$2s_3$	$2s_4$	$2s_5$	$2p_1$	$2p_2$	$2p_3$	$2p_4$	$2p_5$	$2p_6$	$2p_7$	$2p_8$	$2p_9$	$2p_{10}$
96	160	98	110	<8	<10	<13	12	<11	13	<13	16	17	<20

\*) Данные для  $2s$  — из <sup>21</sup>. Времена жизни для  $2s$ -уровней соответствуют давлению неона 1 тор и вследствие столкновений несколько меньше ( $\leq 30\%$ ) радиационных времен.  
\*\*) Данные для  $2p$  — из <sup>51</sup>.

Они также показали, что при оптимальных условиях инверсная заселенность определено существует при переходе 1,118  $\mu$  в послесвечении импульсного разряда в неоне—гелии и что существует некоторая надежда на осуществление непрерывной генерации при достаточно низких давлениях. Эти заключения получили достаточное обоснование путем прямого измерения усиления излучения с длиной волны 1,118  $\mu$  при однократном прохождении через трубку. Так как значения усиления, полученные при этих измерениях, были в пределах ошибок опыта, было ясно, что положительным доказательством может быть только получение генерации.

Первый сконструированный генератор показан на рис. 2 (см. п. I.Б) Квантовый генератор состоял из метрового плоскопараллельного интерферометра Фабри—Перо, содержащего активный разряд длиной 600  $мм$  при внутреннем диаметре разрядной трубы 15  $мм$ . Поскольку при  $\lambda=1,118 \mu$  усиление может быть порядка 0,5%, было уделено большое внимание получению хорошо отражающих и непоглощающих диэлектрических пленок и совершенству пластин интерферометра Фабри—Перо. Оптические проблемы были отнюдь не просты, и они были решены Херриоттом <sup>53</sup>. Первые испытания генератора были проведены при оптимальных условиях, определенных из измерений спонтанного излучения линии  $\lambda=1,118 \mu$ . Пучок лучей проходил через спектрометр с дифракционной решеткой, настроенный на  $\lambda=1,118 \mu$ ; излучение, выходящее из спектрометра, регистрировалось с помощью фотоумножителя 7102 при импульсном возбуждении высокочастотного разряда. Генерация была впервые обнаружена <sup>1</sup> в виде резкого слабого всплеска послесвечения разряда и поэтому едва не осталась незамеченной. После подбора мощности разряда и углов зеркал по этому слабому переходу сканирование по спектру показало неожиданный результат: четыре других, гораздо более сильных инфракрасных перехода также генерировали непрерывно. Из этих четырех переходов наибольшую мощность генерации и усиление давал переход  $2s_2 - 2p_4$  при  $\lambda=1,15228 \mu$ . Отождествление этого сильного перехода не было окончательным из-за существования соседнего перехода неона  $2s_4 - 2p_7$  с длиной волны 1,15250  $\mu$ . Это отождествление было выполнено позже. Теперь кажется ясным, что для получения генерации на переходе 1,118  $\mu$  юстировку пластин интерферометра следует произво-

дить с точностью не хуже 1". После нескольких дней работы небольшое ухудшение качества высокоотражающих пленок в этом генераторе мешало получению генерации на линии  $1,118 \mu$ ; по-видимому, непрерывная генерация на этой линии в плоскопараллельном квантовом генераторе с тех пор не была получена никем.

Уровень  $2s_2$ , конечно, сильно связан оптически с основным уровнем неона, и следует ожидать большого эффективного сечения процесса



Изучение временных зависимостей интенсивности линии  $2s_2 - 2p_4$ , проведенное Беннеттом<sup>54</sup> с помощью методики, описанной в п. I.Е, показывает, что процессы (и) и (к) фактически играют сравнимую роль при оптимальных давлениях, используемых в неон-гелиевом генераторе. Этот

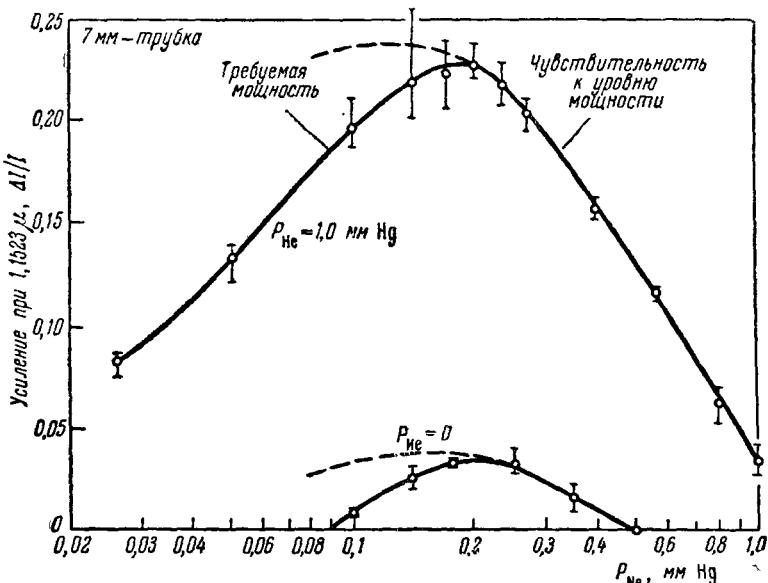


Рис. 10. Усиление на линии  $\lambda=1,1523 \mu$  неона, полученное для двухметровой разрядной трубы<sup>25, 26</sup>.

Источник света — квантовый генератор в режиме генерации одного типа колебаний. Пунктирные кривые получены из данных по мощности генерации в конфокальной системе в режиме генерации многих типов колебаний<sup>28</sup> (см. текст).

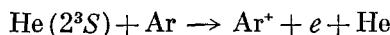
результат приводит к интересному заключению, что на переходе  $2s_2 - 2p_4$  можно получить заметное усиление в разряде при низком давлении чистого неона и что ограничения, обусловленные процессом (д), не так серьезны, как это предполагалось вначале. Для того чтобы проверить эти соображения, на линии  $1,1523 \mu$  была сделана<sup>25, 26</sup> серия измерений усиления при однократном прохождении. Эти данные показали, что усиление изменяется, грубо говоря, обратно пропорционально диаметру разрядной трубы; следовательно, существенный выигрыш в усилии может быть достигнут при переходе к малым диаметрам\*). На рис. 10 приведены данные, полученные Беннеттом и др. при работе с трубкой длиной 2 м и внутренним диаметром 7 мм. Точки представляют среднее приблизительно десяти различных измерений, сделанных вблизи центра допплеровской

\* ) По-видимому, зависимость усиления от диаметра трубы определяется изменением плотности электронов, а не метастабилей неона.

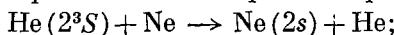
линии, причем в качестве источника использовался генератор в режиме генерации одного типа колебаний. Отрезки представляют разброс полученных значений. Как указано стрелками, выбор уровня мощности разряда наиболее критичен для давлений неона, превышающих 0,2 тора, когда достигается максимум усиления; при давлениях ниже 0,2 тора для достижения оптимума требуются наибольшие мощности разряда. Для давления больше 0,2 тора можно получить поглощение линии  $1,1523 \mu$  при максимальной мощности ВЧ-питания. Поэтому правее максимума ход кривых рис. 10 установлен вполне надежно. При меньших давлениях ( $< 0,2$  тора) имевшаяся мощность не всегда оказывалась достаточной, чтобы получить поглощение в линии  $1,1523 \mu$ , и, может быть, кривая для оптимального режима проходит несколько выше измеренных точек. Последующие данные о радиальной зависимости усиления<sup>23, 26</sup> показывают, что усиление стремится к нулю у стенок трубы и максимально на оси трубы. Это распределение, по-видимому, копирует распределение плотности электронов, так как метастабили гелия не имеют времени для установления распределения диффузационного типа при используемых оптимальных давлениях. Когда мощность разряда возрастает, а вредные процессы второго порядка становятся более важными, центральная область становится более плоской. При еще более высоком уровне мощности возникает впадина в центре, которая, например, допускает генерацию только главным образом в нечетно-симметричных длинах колебаний<sup>55</sup>. Так как радиальные распределения энергии для основных типов колебаний резонатора (см. п. I.A) существенно зависят от геометрии разрядной трубы и зеркал, общие рекомендации относительно оптимальных давлений и мощности разряда невозможны. Данные на рис. 10 представляют среднее по поперечному сечению трубы и соответствуют несколько более высоким значениям оптимальных давлений, чем давления, использованные в первом гелий-неоновом квантовом генераторе. Однако более подробные данные, полученные в работе<sup>23</sup> для мощности излучения конфокального квантового генератора, дают оптимальные значения (пунктирная кривая на рис. 10), близкие к 1 тору гелия и 0,1 тора неона, т. е. значения, рекомендованные в первой работе<sup>1</sup>. Вредное влияние процессов, связанных с метастабилиями неона, наводит на мысль, что оптимальное усиление на оси разрядной трубы может получиться при более низких давлениях, чем вблизи стенок. Поскольку основной тип колебаний конфокального резонатора сконцентрирован вблизи оси, нет ничего удивительного в том, что усилию, усредненному по апертуре (см. рис. 10), соответствуют несколько более высокие оптимальные давления, чем для конфокального квантового генератора. Эти соображения могут объяснить расхождение между точками на рис. 10 и данными работы<sup>23</sup>; однако неопределенность в отдельных точках на рис. 10 довольно велика и обусловлена как невозможностью получить насыщение при низких давлениях, так и небольшим возрастанием усиления при возрастании температуры газа относительно комнатной температуры и, следовательно, при возрастании уровня ВЧ-мощности. Сравнение данных для чистого неона, приведенных на рис. 10, с временной зависимостью линий излучения показало, что оба процесса (и) и (к) сравнимы по своей роли. Кроме того, процесс (к) усиливается в присутствии гелия. Именно, добавление гелия к неону позволяет получить большую плотность электронов при том же самом уровне мощности ВЧ-генератора без понижения средней электронной энергии. Наиболее важный аспект данных рис. 10 состоит в том, что они впервые доказывают возможность получения практически достаточного усиления в чистом газе; это было тем наблюдением, которое стимулировало систематическое изучение генерации в чистых благород-

ных газах. Усиление реакции (*к*) в системе неон—гелий также наводит на мысль, что благоприятные результаты могут быть получены при добавлении гелия к другим чистым газовым системам, в которых резонансные процессы передачи возбуждения типа (*з*) или (*и*) не существуют. Эта методика позже применялась с успехом в системе гелий—ксенон<sup>5</sup>.

Исследования усиления, проведенные<sup>23, 26</sup> на линии 1,1523  $\mu$  в смеси гелий—неон—аргон, показали монотонное уменьшение усиления с ростом парциального давления аргона. Неудача применения процесса (*ж*) для улучшения усиления в системе гелий—неон, вероятно, связана с конкретными значениями сечений различных процессов, имеющих отношение к усилию (см. табл. II). Именно для того чтобы произошло улучшение, должны быть удовлетворены два противоречивых требования. Во-первых, скорость процесса



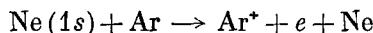
должна быть мала по сравнению со скоростью процесса



из табл. II (предполагая, что оптимальное давление неона равно 0,1 тора) получаем, следовательно,

$$p_{\text{Ar}} \ll 6 \cdot 10^{-3} \text{ тора}. \quad (29)$$

Во-вторых, скорость процесса



должна быть большой по сравнению с частотой разрушения ( $\gamma$ ) атомов  $\text{Ne}(1s)$  в смеси неон—гелий; следовательно, согласно данным табл. II

$$p_{\text{Ar}} \gg \frac{\gamma}{6} \cdot 10^{-5} \text{ тора}. \quad (30)$$

Как указано на рис. 9,  $\gamma$  главным образом зависит от диффузии (см. п. I.Е.). Однако  $\gamma$  определяется также неупругими столкновениями с электронами и столкновениями с атомами в основном состоянии. Обычно  $\gamma \approx 10^3$ . Следовательно, оба условия (29) и (30) не могут быть удовлетворены одновременно и присутствие аргона оказывает вредное действие на усиление. Далее, парциальное давление аргона, необходимое в соответствии с условием (30) для того, чтобы существенно уменьшить концентрацию  $\text{Ne}(1s)$ , сравнимо с парциальным давлением неона. Следовательно, присутствие аргона приводит к дальнейшему уменьшению средней энергии электронов и поэтому уменьшает скорость образования как  $\text{He}(2^3S)$ , так и  $\text{Ne}(2s)$  за счет соударений с электронами. Это влияние на распределение электронов по энергиям становится особенно важным в случае чистого неона.

Как можно легко видеть из сравнения расстояний между уровнями с соответствующим правилом интервалов, для описания уровней неона *LS*-связь не представляет хорошего приближения. Наилучшим приближением для неона и более тяжелых газов является схема *jl*-связи, предложенная Ракá<sup>56</sup>. В этой схеме приближенные волновые функции получаются с помощью сложения углового момента *l* врачающегося электрона с угловым моментом *j* оболочки. Результат (*K*) этой операции складывается со спином врачающегося электрона и дает полный угловой момент *J*. Обозначения Ракá не только указывают оболочку врачающегося электрона, но также дают *K* и *J* через символы типа  $[K]_J$ . Метод *jl*-связи был применен Костером и Статцем<sup>57</sup> для вычисления приближенных значений относительных вероятностей перехода неона. Их результаты сведены в табл. IV. Следует отметить, что многие из переходов, для которых в<sup>57</sup>

получена вероятность перехода «0», на самом деле присутствуют в спектре излучения, а для двух таких случаев (см. табл. IV) даже получена генерация<sup>6</sup>. Для большинства линий, на которых была получена генерация, вычисленные в<sup>67</sup> вероятности переходов не равны нулю. (Единственное строгое правило отбора, относящееся к этим уровням, состоит в том, что  $\Delta J = \pm 1; 0$ , за исключением перехода  $0 \rightarrow 0$ , который запрещен\*). Для удобства в табл. IV приведены обозначения как Пашена, так и Ракá. Относительные значения в табл. IV более или менее применимы к другим

Таблица IV

Относительные вероятности переходов  $2s - 2p$ , вычисленные<sup>67</sup>  
в приближении  $jl$ -связи \*)

Ракá	LS	Пашен	$4s [3/2]_2^0$	$4s [3/2]_1^0$	$4s' [1/2]_0^0$	$4s' [1/2]_1^0$
			$4\ 3P_2$	$4\ 3P_1$	$4\ 3P_0$	$4\ 1P_1$
			$2s_5$	$2s_4$	$2s_3$	$2s_2$
$3p' [1/2]_0$	$3\ 1S_0$	$2p_1$	—	«0»	—	$1/9$ **)
$3p' [1/2]_1$	$3\ 3P_1$	$2p_2$	«0»	«0»	$1/9$ **)	$2/9$ **)
$3p [1/2]_0$	$3\ 3P_0$	$2p_3$	—	$1/9$	—	«0» **)
$3p' [3/2]_2$	$3\ 3P_2$	$2p_4$	«0»	«0»	—	$5/9$ **)
$3p' [3/2]_1$	$3\ 1P_1$	$2p_5$	«0»	«0»	$2/9$ **)	$1/9$ **)
$3p [3/2]_2$	$3\ 1D_2$	$2p_6$	$1/2$ **)	$1/18$	—	«0» **)
$3p [3/2]_1$	$3\ 3D_1$	$2p_7$	$1/18$	$5/18$	«0» **)	«0»
$3p [5/2]_2$	$3\ 3D_2$	$2p_8$	$1/18$ **)	$1/2$ **)	—	«0»
$3p [5/2]_3$	$3\ 3D_3$	$2p_9$	$7/9$ **)	—	—	—
$3p [1/2]_1$	$3\ 3S_1$	$2p_{10}$	$5/18$	$1/18$	«0»	«0»

\*) Переходы, обозначенные «0», запрещены в схеме  $jl$ -связи, но наблюдаются в виде слабых линий спонтанного излучения.

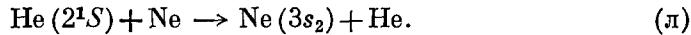
\*\*) На этих переходах была получена генерация (см. табл. I).

переходам между уровнями, которые подчиняются  $jl$ -связи. Они могут быть использованы, например, для оценки относительных вероятностей переходов  $3s - 2p$  (включая красную линию гелий-неонового генератора), а также могут быть применены к  $s - p$ -переходам более тяжелых благородных газов. Для этой цели необходимо сравнивать состояния с соответствующими обозначениями Ракá, так как в обозначениях Пашена существует непоследовательность.

Разработка резонатора с внешними конфокальными зеркалами<sup>17</sup> (п. I.Б) значительно облегчила исследование новых переходов. Используя эту методику в двухметровой системе, Макферлейн и др.<sup>6</sup> провели систематическое исследование разрешенных переходов  $2s - 2p$ , на которых до этого исследования генерация в системе гелий-неон не наблюдалась. При исследовании излучения квантового генератора применялся спектрометр высокого разрешения с дифракционной решеткой, чтобы быть уверенным в том, что генерация не происходит одновременно на близко расположенных линиях. В<sup>6</sup> была получена генерация еще на шести более длинноволновых переходах с наибольшей мощностью при  $1,5231 \mu$  (см. табл. I). Была обнаружена<sup>16</sup> также высокая степень прозрачности на некоторых переходах  $3d - 2p$  (которые возбуждаются только электронным ударом), но генерация не была достигнута.

\* ) Правило отбора для  $K$  — того же типа.

Интересные результаты в системе гелий—неон были получены Уайтом и Ригденом<sup>4</sup>. Они обнаружили, что переход неона  $3s_2 - 2p_4$  при  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  заметно усиливается в смеси неон-гелий, и пришли к заключению, что это усиление происходит за счет столкновений типа



Процесс (л) аналогичен процессу (и), указанному выше, за исключением того, что он эндотермичен ( $\sim 2kT$ ) и что спин электрона сохраняется в процессе столкновения. Последний факт может объяснить большое сечение распада метастабилья при столкновениях  $\text{He} (2^1S) - \text{Ne}^{58}$  (см. табл. II). Однако имеется большое число состояний неона, более близких к  $\text{He} (2^1S)$ , чем в случае  $\text{He} (2^3S)$ , и тщательное исследование этого аспекта вопроса еще не закончено. Вполне вероятно, что возбуждение может быть в значительной степени обусловлено процессом



Время распада заселенности  $\text{He} (2^1S)$  короче, чем время разогрева электронов при оптимальных давлениях, используемых в «красном» генераторе (см. табл. I). Поэтому невозможно применить методы п. I.Е для определения относительной роли процессов (л) и (м) при оптимальных условиях для генерации.

Мы не располагали никакой предварительной информацией о времени жизни уровня  $\text{Ne} (3s_2)$ . Так как длина волны перехода  $3s_2 - 2p_4$  сравнима с длиной волны сильных переходов, начинающихся с  $2p_4$ , нет четко выраженной зависимости  $\lambda^3$ , к которой можно было бы прибегнуть при оценке относительных вероятностей переходов с уровня  $3s_2$ . Следовательно, было далеко не очевидным, что времена жизни этих двух уровней действительно подходят для получения инверсии. Несмотря на это, Уайт и Ригден предприняли довольно смелый шаг, пытаясь получить генерацию на переходе  $\lambda = 0,6328 \mu$ . Первые измерения были проведены с использованием разрядной трубки диаметром 15 мм и конфокального интерферометра длиной 1 м. Хотя для линии  $\lambda = 0,6328 \mu$  и была получена высокая степень прозрачности, этого результата было недостаточно для обнаружения усиления в системе. Генерация на линии  $\lambda = 0,6328 \mu$  была получена при переходе к меньшим диаметрам разрядной трубки и иным оптимальным давлениям, чем использованные для инфракрасных переходов (см. табл. I) (см. также прим. 1 на стр. 184.—Перев.). За счет применения зеркал с несколькими максимумами в коэффициентах отражения, в<sup>59</sup> получили одновременную генерацию на обоих переходах  $2s_2 - 2p_4$  и  $3s_2 - 2p_4$ . Кроме того, оказалось возможным прекратить генерацию на переходе  $2s_2 - 2p_4$ . Именно, генерация на переходе  $3s_2 - 2p_4$  увеличила заселенность уровня  $2p_4$  и, следовательно, уменьшила усиление на переходе  $2s_2 - 2p_4$ . Для достижения этого результата пришлось перейти к достаточно малым внутренним диаметрам трубки ( $\sim 3 \text{ mm}$ ). В результате этого дифракционные потери были значительно большими для линии  $1,1523 \mu$ , чем для линии  $0,6328 \mu$ . Используя эту методику, удалось получить генерацию на других инфракрасных переходах  $\lambda = 1,1409$  и  $1,601 \mu$ , начинающихся с уровня  $2s_2$  и расположенных вблизи перехода  $2s_2 - 2p_4$ . Обычно эти переходы подавляются за счет генерации на переходе  $2s_2 - 2p_4$ .

Недавно открыта генерация<sup>60</sup> на переходе  $3s_2 - 3p_4$  в системе гелий—неон при  $\lambda = 3,39 \mu$ . Здесь фактор  $\lambda^3$ , очевидно, благоприятен для получения инверсии и, по аналогии с табл. IV, сила осциллятора будет наибольшей среди переходов  $3s - 3p$ . Как указано в табл. I, усиление<sup>60</sup>

на этом переходе огромное ( $\sim 22 \text{ дБ/м}$ ) (см. прим. 2 на стр. 184.—Перев.). Оно настолько велико, что генерация может наблюдаться в результате одного френелевского отражения в системе, использующей внутренние зеркала. Генерация на линии  $\lambda = 3,39 \mu$  может мешать генерации на переходе  $\lambda = 0,6328 \mu$ , так как обе линии начинаются с одного верхнего уровня. Поэтому желательно ввести поглощение при  $3 \mu$  (например, применить окна из пирекса под углом Брюстера) в генераторах, предназначенных для генерации красного перехода.

### III. Б. Цезий с оптическим возбуждением

Центр сильного гелиевого перехода ( $3^3P - 2^3S$ ) при  $\lambda = 0,3888 \mu$  совпадает с линией цезия  $6S_{1/2} - 8P_{1/2}$  в пределах дошиблеровской полуширины при комнатной температуре. Следовательно, трубка с гелиевым разрядом может быть использована в качестве эффективного источника света

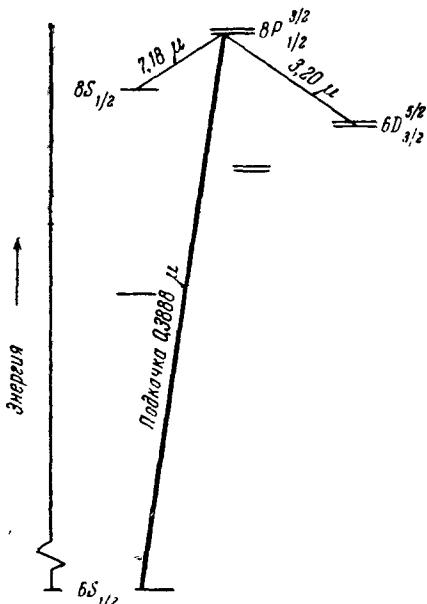


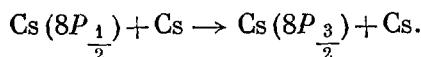
Рис. 11. Уровни энергии цезия.

для оптического возбуждения уровня Cs ( $8P_{1/2}$ ). Этот эффект был впервые наблюден в<sup>62</sup> и был основой нескольких предложений для получения инверсной заселенности в цезии<sup>10, 47, 63</sup>. Одно из них, предложенное независимо в<sup>10</sup> и<sup>63</sup>, дало положительные результаты. Здесь уровень Cs ( $8P_{1/2}$ ) используется в качестве верхнего уровня квантового генератора, а релаксация нижнего уровня происходит за счет радиационных переходов на уровни, которые по необходимости не могут быть основными состояниями (рис. 11). Этот случай является иллюстрацией идеальных условий, описанных в п. II. А.

Предварительные исследования<sup>64, 65</sup> концентрации возбужденных атомов были основаны на использовании приближенных вероятностей переходов, вычисленных методом Бейтса и Дамгаард<sup>29</sup>, и на измерениях абсолютных интенсивностей линий. Первые измерения опубликованы в<sup>64</sup>, и хотя данные работы<sup>64</sup> согласуются с возможностью

инверсной заселенности уровней  $8P_{1/2}$  и  $8S_{1/2}$ , они не установили существования инверсии. В работе<sup>64</sup> уровень Cs ( $8P_{1/2}$ ) мог исследоваться только с помощью поглощения линии  $\lambda = 0,3888 \mu$ . Так как частота тушащих соударений для этого состояния не могла быть измерена при использованных условиях, данные о поглощении не могли дать достаточной информации для определения заселенности уровня  $8P_{1/2}$ . Работа<sup>64</sup> подтвердила ранние исследования<sup>62</sup> и показала, что мощность гелиевого излучения, поглощаемая атомами цезия в основном состоянии, в практически применяемой (эллипсоидальной) геометрии достаточна для начала генерации на переходе  $\lambda = 7 \mu$ , если тушение уровня  $8P_{1/2}$  при столкновениях не является существенным. Работа<sup>64</sup>, однако, показала, что тушение примесями и атомами цезия весьма существенно для многих других уровней, которые изучались непосредственно. Последующие попытки получить генерацию на  $7 \mu$  были тщетными, по-видимому, из-за серьезных практических трудностей, связанных с удержанием паров цезия в вакуумном объеме.

Джекобс и другие<sup>65</sup> провели первую серию непосредственных измерений интенсивностей переходов между интересующими возбужденными состояниями. Если скомбинировать данные работы<sup>65</sup> с вероятностями переходов, рассчитанными по методу Бейтса и Дамгаард<sup>29</sup>, то можно убедиться в том, что заселенность уровней  $8P_{1/2}$  и  $8P_{3/2}$  больше, чем заселенность уровней  $8S_{1/2}$  и  $6D_{3/2}$ . Заселение уровня цезия  $8P_{3/2}$  происходит, вероятно, за счет эндотермических ( $83 \text{ см}^{-1}$ ) столкновений с атомами Cs:



Заселенность  $8P_{3/2}$  при рабочей температуре ( $185^\circ \text{ C}$ ) будет втрое меньше, чем заселенность уровня  $8P_{1/2}$ . В частности, измерения, проведенные при оптимальных условиях, показали, что на обоих переходах

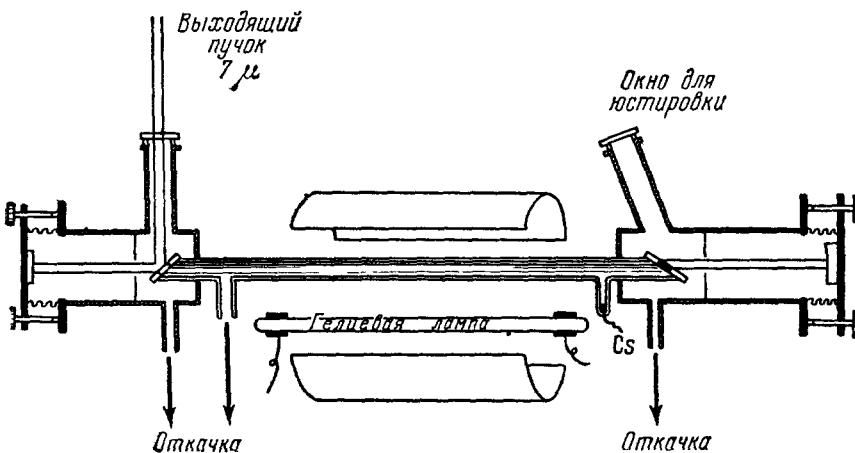


Рис. 12. Схема цезиевого квантового генератора.

$8P_{1/2}-8S_{1/2}$  и  $8P_{1/2}-6D_{3/2}$  полученные инверсные разности заселенностей порядка  $10^8 \text{ атомов}/\text{см}^3$ ; следовательно, было установлено, что генерация возможна в практических устройствах как на переходе  $7,2 \mu$ , так и на переходе  $3,2 \mu$  (см. рис. 11). Последующие измерения пропускания на переходе  $3,2 \mu$ , сделанные в<sup>66</sup> с использованием флуоресцентного источника, обнаружили усиление, равное ( $4 \pm 1\%$ ), в трубке с внутренним диаметром  $10 \text{ мм}$  при длине  $900 \text{ мм}$  и оптимальной температуре цезия  $165^\circ \text{ C}$ . Было необходимо непрерывно откачивать систему для уменьшения влияния столкновения примесей с возбужденными атомами цезия. Для того чтобы обеспечить достаточное возбуждение с помощью гелиевой разрядной трубки, в этой работе использовался эллиптический рефлектор, аналогичный показанному схематически на рис. 12. Если усилитель и источник имеют идентичные допплеровские распределения линий, то усиление в центре линии должно быть в  $\sqrt{2}$  раз больше, чем значение, измеренное с этим же флуоресцентным источником без спектрального разложения. Соответственно, усиление в центре линии должно быть  $\sim 6\%$  при длине  $900 \text{ мм}$  на линии  $3,2 \mu$  в условиях, приведенных в работе<sup>66</sup>. Усиление, полученное из измеренных относительных заселенностей работы<sup>65</sup> и теоретически вычисленных сил осцилляторов (см., например, уравнение (5)), было в приемлемом согласии (с точностью до фактора 3) с измеренным усилением, особенно если допустить, что расщепление сверхтонкой структуры равно нулю для уровня Cs ( $8P_{1/2}$ ).

Очень большие практические трудности, связанные с цезиевым генератором, были решены в работе <sup>2</sup>, где получена непрерывная генерация на переходе  $7,18 \mu$  в установке, показанной схематически на рис. 12. Исторически цезий был второй газовой системой, в которой была получена генерация. Квантовый генератор был рассчитан на длинноволновый переход ввиду гораздо более низких требований к порогу генерации (см. уравнение (9)). Возбуждающая лампа состояла из безэлектродной гелиевой газоразрядной трубы, работающей при давлении 4 тора и мощности питания 800  $\text{вт}$  при 15  $\text{Мгц}$ . Гелиевая лампа была помещена на одной оси эллиптического рефлектора, показанного на рис. 12. Трубка с цезием (внутренний диаметр 10  $\text{мм}$ ) была помещена на другой оси эллипса; освещаемая часть трубы имела длину 920  $\text{мм}$ ; окна из  $\text{BaF}_2$  были укреплены на обоих концах трубы с помощью замазки, толщина слоя которой составляла несколько длин волн. Как показано на рис. 12, обе стороны окон из  $\text{BaF}_2$  находились в вакууме. Эта дифференциальная откачка была необходима для того, чтобы предотвратить воздействие паров цезия на вакуумное уплотнение, изолирующее систему от атмосферы. Одно из окон  $\text{BaF}_2$  для уменьшения потерь было ориентировано под углом Брюстера (см. п. I.B), а другое окно было ориентировано под углом  $45^\circ$ , так что оно давало выходную связь около 0,5%. Измерения минимальной длины возбужденных паров, необходимой для получения генерации, совместно с оценкой потерь при однократном прохождении ( $\sim 4\%$ ) показали, что относительное усиление энергии было около 1% на сантиметр или около 150% на 1 прохождение. Измеренная выходная мощность была около 25  $\text{мквт}$  в каждом пучке. Параметры этого генератора, конечно, были выбраны такими, чтобы получить с максимальной легкостью генерацию, а не максимальный выход мощности. Кажется вероятным, что если в этом случае улучшить отбор мощности (см. уравнения (12) и (13)), можно получить увеличение полной мощности выходного пучка по крайней мере в 6—7 раз. Кроме того, используя импульсную лампу высокой мощности, вероятно, можно получить выходную мощность  $\sim 1 \text{ вт}$  с цезиевым квантовым генератором при работе в импульсном режиме <sup>2</sup>.

В работе <sup>2</sup> использовался полуконфокальный резонатор, состоящий из плоского зеркала, помещенного в фокальной плоскости вогнутого зеркала. Такая геометрия зеркал позволяет избежать областей больших потерь, рассчитанных в <sup>16</sup> в случае вогнутых зеркал с неидентичными радиусами кривизны (см. п. I.A), и представляет первый пример, в котором использована данная геометрия конфокальной системы. Подробные измерения распределения энергии в основном типе колебаний совпали в пределах  $\pm 3\%$  с теоретическими значениями, полученными в <sup>15</sup>. Это распределение имеет большую ширину при больших длинах волн и поэтому измеряется более точно с цезиевым квантовым генератором, чем с гелий-неоновым. Эксперименты по фотогетеродинированию такого же типа, какие были проведены с гелиево-неоновым генератором, до сих пор еще не были проведены с цезиевым генератором вследствие отсутствия широко-полосного длинноволнового приемника излучения. О генерации на переходах цезия 6,78 и 3,20  $\mu$ , которые, как это следует из работ <sup>65</sup>, <sup>66</sup>, также допускают усиление, еще не сообщалось.

### III. В. Квантовые генераторы на смесях неон—кислород и аргон—кислород

Во время исследований, которые привели к неон-гелиевому квантовому генератору, было обнаружено аномальное увеличение интенсивности линии  $\lambda = 0,7773 \mu$  атомарного кислорода при использовании боль-

шинства образцов «спектрально чистого» неона. Эта линия была отнесена к переходу  $3^5P - 3^5S$  OI, и Беннетт и Джаван<sup>67</sup> заметили, что соседний переход  $\lambda = 0,8446 \mu$  OI, возможно, подходил бы для генерации, если бы интенсивность соответствующей линии увеличилась аналогичным образом. Ввиду практических трудностей в то время не было сделано никаких экспериментальных исследований по выяснению механизма возбуждения. Однако было отмечено, что энергия метастабильного уровня  $^3P_2$  неона достаточна для возбуждения состояния кислорода  $3^3P$ , если принять во внимание известную величину энергии диссоциации молекулы  $O_2$  в основном состоянии и если отталкивающая часть потенциальной кривой возбужденного молекулярного состояния, которое распадается с образованием  $O(3^3P)$ , не слишком велика. На основе этого Беннетт и Джаван<sup>67</sup> предложили получить генерацию на линии  $0,8446 \mu$  атомарного кислорода в разряде, содержащем смесь неона и кислорода. Хотя исходные догадки были довольно правильны в этом случае, они отличались в некоторых деталях от действительного механизма (см. процесс (в)). В частности, двухступенчатый механизм возбуждения, который приводит к генерации на том же самом переходе в смеси аргон—кислород, был полностью прослежен в последующих исследованиях Беннетта и др.<sup>3</sup>.

В этой же работе<sup>3</sup> сообщается о генерации на компоненте  $3^3P_2 - 3^3S_1$  тонкой структуры линии  $0,8446 \mu$  как в смеси неон—кислород, так и в смеси аргон—кислород; таким образом, были выявлены вторая и третья газоразрядные системы, в которых была достигнута генерация в непрерывном режиме. Оптимальные давления и выходная мощность, найденные при использовании двухметрового конфокального резонатора, приведены в табл. I. Исследование, проведенное с помощью дифракционного спектрометра высокого разрешения ( $R = 272\,000$ ), показало, что интенсивности компонентов тонкой структуры распределены согласно их статистическим весам ( $5 : 3 : 1$ ), а также, что ширины линий ( $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ ) в обоих случаях в основном определяются столкновениями. В обеих системах были выявлены две аномалии: во-первых, хотя относительные интенсивности спонтанного излучения компонентов тонкой структуры перехода  $3^3P - 3^3S$  указывали, что усиление для компонента  $3^3P_1 - 3^3S_1$  должно было быть достаточным, генерация не могла быть получена на этом переходе; во-вторых, действительная частота генерации была немного сдвинута в сторону коротких длин волн (на  $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ ) по отношению к пику линии  $3^3P_2 - 3^3S_1$  спонтанного излучения. Представляется вероятным, что обе эти аномалии возникают из-за присутствия неотождествленной полосы поглощения в непосредственной близости к линии  $0,8446 \mu$  и расположенной со стороны более длинных волн. Возможно, что это поглощение обусловлено полосой озона, ранее описанной в<sup>68</sup>. Более прямая проверка этой интерпретации пока не сделана.

Хотя использование неупругих столкновений атом—атом в качестве механизма селективного возбуждения имело значительный успех в случае неон—гелиевого квантового генератора, этот метод требует излишне точного энергетического совпадения (порядка нескольких  $kT$ ) между метастабильным состоянием и верхним уровнем рабочего перехода. Это требование вместе с дополнительными условиями, которым должны удовлетворять времена жизни уровней, очень сильно ограничивают число возможных случаев. По этой причине представляет интерес более общий подход к проблеме. Ясно, что передача возбуждения при диссоциации предоставляет такую возможность (см. п. II.Д). Во-первых, даже при переходе в связанные электронные состояния требование на отступление от резонанса ( $\sim 0,5 \text{ эв}$ ) менее жестко при столкновениях атом—молекула, чем при столкновениях атом—атом<sup>28</sup>. Во-вторых, обычно существуют

несколько неустойчивых молекулярных состояний, охватывающих умеренный энергетический интервал (от 1 до 2 эв) при типичных межъядерных расстояниях, причем эти состояния оканчиваются на одних и тех же уровнях диссоциированной молекулы (см. рис. 8). Следовательно, во многих случаях вероятно, что по крайней мере один из метастабильных уровней благородных газов может быть использован для диссоциации молекулы предпочтительно на данную пару атомных уровней. Два примера рассматриваются в этом параграфе: в случае смеси неон—кислород диссоциация непосредственно приводит к возбуждению верхнего уровня рабочего

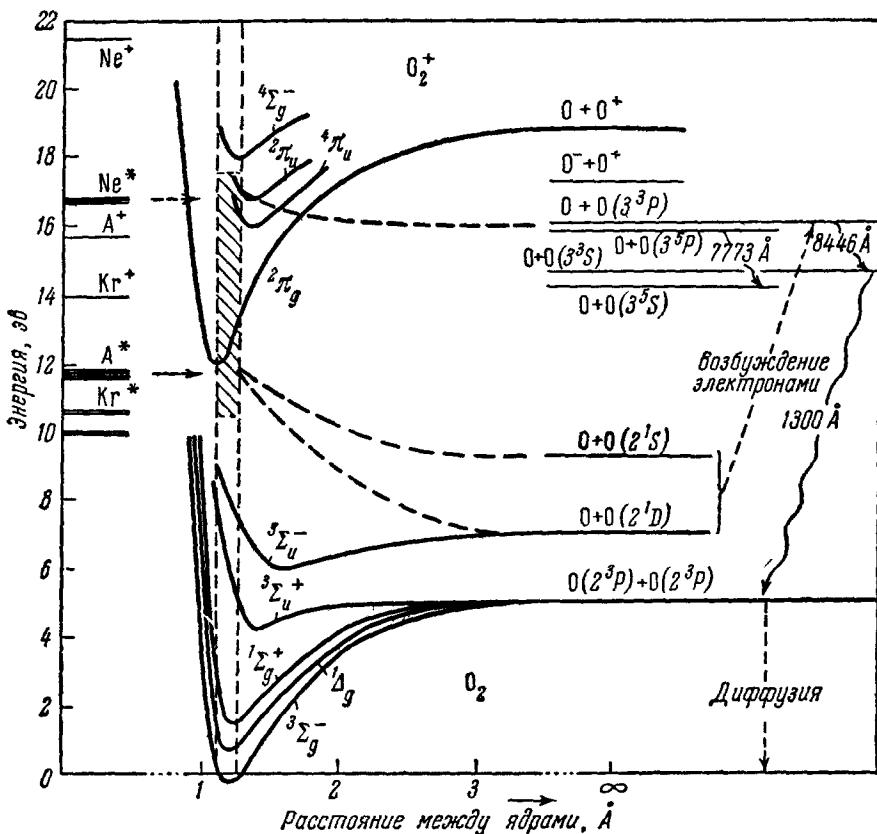


Рис. 13. Уровни энергии, имеющие отношение к генераторам, на смесях неон—кислород и аргон — кислород.

Основные процессы возбуждения в этих системах указаны стрелками.

перехода. В случае смеси аргон—кислород атомарный кислород оказывается на метастабильном уровне, который имеет большое сечение столкновения с электронами, переводящими кислород на верхний уровень рабочего перехода.

На рис. 13 показаны уровни Ne, Ar, Kr, O<sub>2</sub> и атомарного кислорода, имеющие отношение к нашей задаче. Энергии уровней отсчитываются от основного состояния молекулы кислорода, а возбужденные состояния атомарного кислорода включают энергию диссоциации O<sub>2</sub> (5,090 эв). За исключением случая диссоциации O<sub>2</sub> на O<sup>+</sup> + O<sup>-</sup>, один из диссоциированных атомов кислорода остается в своем основном состоянии (2<sup>3</sup>P). Другие возможности на рис. 13 опущены. Пунктирные (горизонтальные)

кривые представляют потенциальные кривые отталкивания, рассчитанные Беннеттом и др.<sup>3</sup> и предназначенные исключительно для качественных оценок. Вертикальные пунктирные линии, проведенные через потенциальные кривые  $O_2$ , указывают ту область, в которой, согласно принципу Франка—Кондона, наиболее вероятно возбуждение из основного состояния  $O_2$ . Хотя не вполне ясно, что принцип Франка—Кондона применим к случаю столкновений тяжелых частиц, мы можем предположить, что он представляет первое приближение (см. п. II.Б).

Заштрихованная область на рис. 13 представляет область, в пределах которой наблюдались различные полосы поглощения (во многих случаях не классифицированные) при переходе из основного состояния  $O_2$ . Следует ожидать, что многие из них возникают из-за переходов на кривые отталкивания типа рассмотренных выше.

Метастабильные уровни Ne, Ar и Kr показаны на рис. 13 и помечены звездочками. Ввиду пленения резонансной радиации в каждом случае показаны четыре уровня ( $^3P_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_0$  и  $^1P_1$  в порядке возрастания энергии). Как хорошо известно, эти состояния имеют большое эффективное сечение возбуждения и очень сильно заселены в разрядах низкого давления.

С использованием методики поглощения, описанной в п. I.Е, были получены \*) данные табл. V<sup>70</sup>. Эти данные получены при исследовании поглощения в послесвечении маломощного высокочастотного разряда с различными количествами кислорода (от 0,001 до 0,02 тора); использовались цилиндрические трубы длиной 2 м при  $T = 300^\circ\text{K}$ . По практическим причинам давление благородного газа всегда поддерживалось одинаковым (порядка 1 тора). Основным источником ошибок в этих измерениях являлась быстрая диффузия кислорода на стенки разрядной трубы, и результатирующая ошибка в некоторых случаях могла достигать величины порядка 50%. Все эффективные сечения в табл. V имеют сравнимую и достаточно большую величину. В двух случаях (Ar и Kr), как это видно из рис. 13, столкновения с разрушением метастабилей не могут привести ни к чему другому, кроме диссоциации  $O_2$ .

Шесть первых возбужденных состояний атомарного кислорода, включая метастабильные уровни  $^1D$  и  $^1S$ , показаны в правой части рис. 13. Нижний уровень рабочего перехода обединяется тремя интенсивными переходами  $^3S-^2S$  при  $\lambda \approx 0,13 \mu$ . Концентрация кислорода в основном состоянии в генераторе слишком мала, чтобы могло возникнуть пленение этого излучения, и радиационное время жизни уровня  $^3S$ , по-видимому, порядка нескольких наносекунд. Тонкая структура перехода при  $0,8446 \mu$  представляет единственные разрешенные электрические дипольные переходы с терма  $^3P$ . Радиационное время жизни этого терма около 30 наносек<sup>71</sup>. Очевидно, что относительные времена жизни состояний  $^3P$  и  $^3S$  удобны для получения инверсной заселенности. В противоположность этому времена жизни термов  $^3P$  и  $^3S$  не позволяют достигнуть

Таблица V

Полные усредненные по скоростям сечения дезактивации метастабилей при столкновениях  $\text{Ne}^*-\text{O}_2$ ,  $\text{Ar}^*-\text{O}_2$  и  $\text{Kr}^*-\text{O}_2$  (в единицах  $10^{-15} \text{ см}^2$ )

Метастабиль*)	Неон	Аргон	Криптон
$^1P_1 (1s_2)$	~ 4	1,8	1,6
$^3P_0 (1s_3)$	2,8	1,8	1,8
$^3P_1 (1s_4)$	2,8	1,6	2,2
$^3P_2 (1s_5)$	0,9	1,2	1,9

\*) В скобках даны обозначения Пашена.

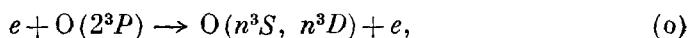
\*). Для исследования уровней  $^3P_2$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_0$  и  $^1P_1$  использовались соответственно следующие линии: в неоне — 0,6402; 0,7245; 0,7439; 0,6929  $\mu$ ; в аргоне — 0,9123; 0,9658; 0,8668; 0,9225  $\mu$ ; в криптоне — 0,8929; 0,8777; 0,7855 и 0,8263  $\mu$ .

инверсии. Хотя времена жизни для  $3^5P$  и  $3^3P$  сравнимы, переход из  $3^5S$  в основное состояние кислорода в первом приближении запрещен. В результате этого линия 0,7773  $\mu$  всегда проявляется в поглощении, составляющем примерно 50 % на метре в смесях  $\text{Ne} - \text{O}_2$  и  $\text{Ar} - \text{O}_2$ , использованных в квантовых генераторах. Абсорбционные измерения линии 0,7773  $\mu$  в импульсном разряде позволили изучить временную зависимость заселенности состояния  $3^5S$  и указать верхний предел его времени жизни ( $\sim 10$  мксек).

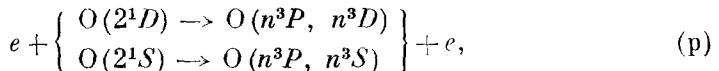
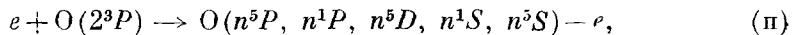
Относительно сечений электронного возбуждения кислорода известно сравнительно немного. Из общих соображений<sup>28</sup> следует ожидать, что, по существу, любое возбужденное состояние может возникнуть в результате процесса



и что наиболее существенными неупругими столкновениями электронов с атомами в основном состоянии являются



причем основной вклад дает  $n = 3$ . Поэтому линия 0,8446  $\mu$  представляет собой классический пример перехода, на котором невозможно получить инверсию заселенности при непосредственном электронном возбуждении из основного состояния атома (см. п. II.B). Вследствие обменного взаимодействия такие процессы, как



будут также важны в разряде. Линия 0,8446  $\mu$  в основном будет возникать в результате (п) и (п), а линия 0,7773  $\mu$  — из-за (н) и (п). Относительная интенсивность этих линий дает представление о роли процесса (п). Очевидно, что для получения инверсной заселенности между уровнями  $3^3P$  и  $3^5S$  требуется предпочтительная диссоциация в возбужденное состояние кислорода, хотя может иметь место ступенчатое возбуждение уровня  $3^3P$  благодаря процессам (п) и (п).

Таблица VI

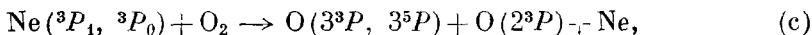
Относительные скорости испускания фотонов в линиях  $\text{O}^*$  (по наблюдениям<sup>3</sup> и<sup>70</sup>)

Длина волны, $\mu$	0,7773	0,8446	0,9265	0,4368	0,3947
Верхний уровень	$3^5P$	$3^3P$	$3^5D$	$4^3P$	$5^5P$
Чистый $\text{O}_2$	1,00	0,6	0,1	0,2	0,008
$\text{Ne} + \text{O}_2 \dots$	1,00	1,3	0,5	0,02	0,01
$\text{Ar} + \text{O}_2 \dots$	1,00	2,1	0,2	0,005	0,003
$\text{Kr} + \text{O}_2 \dots$	1,00	0,3	0,1	0,1	0,002

Табл. VI содержит данные Беннетта и др.<sup>70</sup> по относительным числам фотонов, испускаемых в 1 сек, для высокочастотного разряда в чистом кислороде и смесях  $\text{Ne} - \text{O}_2$ ,  $\text{Ar} - \text{O}_2$  и  $\text{Kr} - \text{O}_2$ . Измерения проводились на спектрометре низкого разрешения, калиброванном с помощью стандартной лампы. Давление кислорода в каждом случае 0,01 тора, благородного

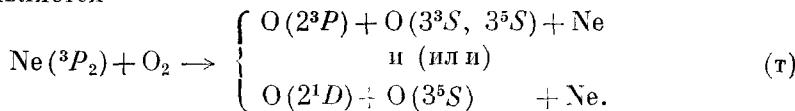
газа — 1 тор. Для указанных газовых смесей эти давления примерно соответствуют тем, для которых получится оптимальное спонтанное испускание линии 0,8446 μ. Линия 0,7773 μ обычно наиболее интенсивна, и все измерения проводились по отношению к ней. Абсолютные интенсивности линии 0,8446 μ в смесях Ne—O<sub>2</sub> и Ar—O<sub>2</sub> сравнимы и обычно на один-два порядка больше, чем в двух других случаях. Разумеется, абсолютные интенсивности зависят от режима разряда и не могут быть точно измерены. Рассмотренные 5 переходов дают единственныи интенсивные линии эмиссии OI, найденные в смесях с благородными газами в области от 0,25 до 1,2 μ.

Временной ход эмиссии линий 0,8446 и 0,7773 μ в смеси Ne—O<sub>2</sub> состоит из двух частей, относительная роль которых меняется с давлением кислорода. Первая часть характерна для механизма двухступенчатого электронного возбуждения, описанного ниже, и она имела место в каждом из пяти переходов табл. VI. Вторая часть давала временную зависимость, совпадающую с рис. 6, б, и была обнаружена только на переходах 3<sup>3</sup>P—3<sup>3</sup>S и 3<sup>5</sup>P—3<sup>5</sup>S. Измерения, проведенные в конце послесвечения, установили, что: а) затухание линий 0,8446 и 0,7773 μ имеет чисто экспоненциальный вид, б) скорости затухания точно совпадают с вероятностями распада уровней Ne(<sup>3</sup>P<sub>1</sub>) и Ne(<sup>3</sup>P<sub>0</sub>), в) все скорости затухания увеличиваются линейно с давлением кислорода. Эти результаты доказывают, что существенная часть метастабилей неона <sup>3</sup>P<sub>1</sub> и <sup>3</sup>P<sub>0</sub> теряет свою энергию при двойных столкновениях с молекулами кислорода, находящимися в основном состоянии, и при этом молекулы диссоциируют преимущественно в состояния 3<sup>3</sup>P и 3<sup>5</sup>P атомарного кислорода. По энергетическим причинам единственной возможностью является



как показано пунктирной потенциальной кривой отталкивания на рис. 13. Для условий табл. VI процесс (c) дает примерно 50 и 20% актов возбуждения линий 0,8446 и 0,7773 μ соответственно.

В <sup>3</sup> было показано, что, помимо образования состояний O(3<sup>3</sup>S, 3<sup>5</sup>S) при каскадном переходе после (c), важным источником возникновения уровней 3S является

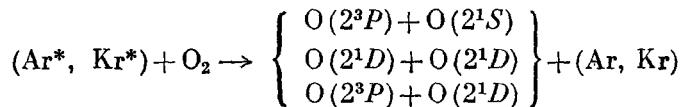


Обе реакции образования 3<sup>5</sup>S энергетически возможны и не могут быть различены. Процесс (t) был отождествлен главным образом сравнением временного хода поглощения линий 0,7773 и 0,6402 μ. Затухание опять имело чисто экспоненциальную форму и линейно менялось с давлением кислорода. Поведение уровня O(3<sup>3</sup>S) было найдено из временнай зависимости генерации при импульсном возбуждении разряда. Для давлений, превышающих оптимальные значения, приведенные в табл. I, в начале генерации появляется пик с крутым фронтом и медленным спадом до равновесного уровня генерации. После выключения высокочастотного возбуждения мощность генерации быстро и монотонно спадает до нуля. Скорость затухания начального пика вполне совместима с разностью скоростей затухания процессов (c) и (t). Поскольку скорость процесса (t) меньше, чем скорость процесса (c), нельзя ожидать появления такого же пика при выключении возбуждения.

Не было найдено <sup>3</sup> никакой корреляции между временнай зависимостью заселенности уровня Ne(<sup>1</sup>P<sub>1</sub>) и любым из наблюденных переходов OI. Затухание Ne(<sup>1</sup>P<sub>1</sub>) происходило существенно быстрее, чем затухание

$\text{Ne}({}^3P_0)$  и  $\text{Ne}({}^3P_1)$ . Возможно, что  $\text{Ne}({}^1P_1)$  дает какой-либо вклад в процесс (с), но ввиду быстрого затухания он не может наблюдаться в послесвечении.

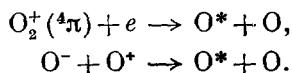
Временной ход линии 0,8446  $\mu$  в смесях  $\text{Ar} - \text{O}_2$  и  $\text{Kr} - \text{O}_2$  схематически показан на рис. 6,ε; он близок к временному ходу генерируемого излучения в квантовом генераторе с  $\text{Ar} - \text{O}_2$ . Тот же самый вид временной зависимости в некоторой степени характерен для всех линий благородных газов в смесях, указанных в табл. VI. Нарастание сигнала происходит со скоростями, типичными для диффузионных процессов ( $\sim 200$  мкеск) при используемых давлениях и конфигурации разрядных трубок. Скорость нарастания изменяется не как обратный квадрат диаметра разрядной трубы и в некоторой степени варьируется при изменении мощности разряда и давления кислорода. Следует отметить, что время нарастания намного меньше, чем времена столкновений, соответствующие сечениям табл. V. Следовательно, нужно ожидать, что функциональная зависимость, близкая к той, что показана на рис. 6, ε, получится из данной ниже интерпретации. Затухание импульса излучения происходит за временные интервалы ( $\sim 10$  мкеск), обычно требуемые для разогрева электронов. Этот результат можно просто интерпретировать с помощью двухступенчатого процесса, включающего



и эндотермический процесс (р). Наблюдения, приведенные выше, наводят на мысль, что столкновения и диффузия играют сравнимую роль в разрушении метастабильных состояний кислорода. Дальнейшее разделение этих механизмов невозможно, и пунктирные кривые отталкивания внизу рис. 13 изображены с учетом этого обстоятельства. Однако большое увеличение относительной интенсивности линии 0,8446  $\mu$ , получаемое при переходе от  $\text{Kr} - \text{O}_2$  к  $\text{Ar} - \text{O}_2$ , ясно подтверждает резонансный характер эффекта, и вполне возможно, что в смеси  $\text{Ar} - \text{O}_2$  возникает либо больше метастабилей кислорода (например, диссоциация на два атома в состояниях  $2^1D$ ), либо больше атомов на расположении выше уровня  $2^1S$ . Хорошо известно, что спин электрона не обязательно сохраняется в процессах типа (т), и нет никаких других правил отбора, к которым можно было бы апеллировать.

Следует подчеркнуть, что, рассматривая работу <sup>3</sup>, мы, как можно заметить, избегали упоминания о гелии. Причина этого состоит просто в том, что доступный гелий имел слишком много остаточных примесей неона. Усиление линии 0,8446  $\mu$ , происходящее в такой «смеси  $\text{He} + \text{O}_2$ », было отнесено на счет неона, и этот факт подтвердился при исследовании поглощения резонансного излучения неона в этих смесях. Кроме того, квантовый генератор « $\text{He} - \text{O}_2$ » дает генерацию при содержании неона в гелии в отношении 1 : 1000. При более низких концентрациях неона квантовый генератор « $\text{He} - \text{O}_2$ » не работает <sup>70</sup>.

Существуют по крайней мере два механизма рекомбинации, которые при некоторых условиях могли бы приводить к образованию верхнего уровня рабочего перехода



Соответствующие коэффициенты рекомбинации могли бы быть порядка  $10^{-8} \text{ см}^{-3}\text{сек}^{-1}$ <sup>28</sup>. Однако есть три сильных аргумента, исключающих эти

процессы в настоящем случае: а) первые отрицательные полосы  $O_2^+$  неизменно отсутствуют при типичных условиях разряда, что говорит об очень малой плотности ионов  $O_2^+ ({}^4\pi)^{70}$ ; б) нет никакого резонансного процесса <sup>69</sup>, который при существующих условиях приводил бы к диссоциации молекулы  $O_2$  на  $O^+ + O^-$ , и представляется невероятным, чтобы плотность этих ионов могла быть большой (см. рис. 13); в) зависящие от времени уравнения, описывающие поведение линий излучения при любой рекомбинации, в высшей степени нелинейны. Большинство из этих уравнений можно свести к уравнению Бесселя и точно решить в тех случаях, когда доминирующий вид иона возникает при двойных столкновениях частиц. Временной ход излучения линий в этих случаях существенно отличается от просто экспоненциального нарастания и затухания, наблюдавшихся в действительности. Наконец, выше упоминалось, что диффузионный уход кислорода из разряда является основным источником ошибки при абсолютных измерениях сечений. Следует напомнить также, что оказалось возможным «насытить» стенки разрядной трубы кислородом после тренировки разряда на протяжении нескольких часов. Таким путем была достигнута работа этих квантовых генераторов в течение продолжительного отрезка времени <sup>3</sup>.

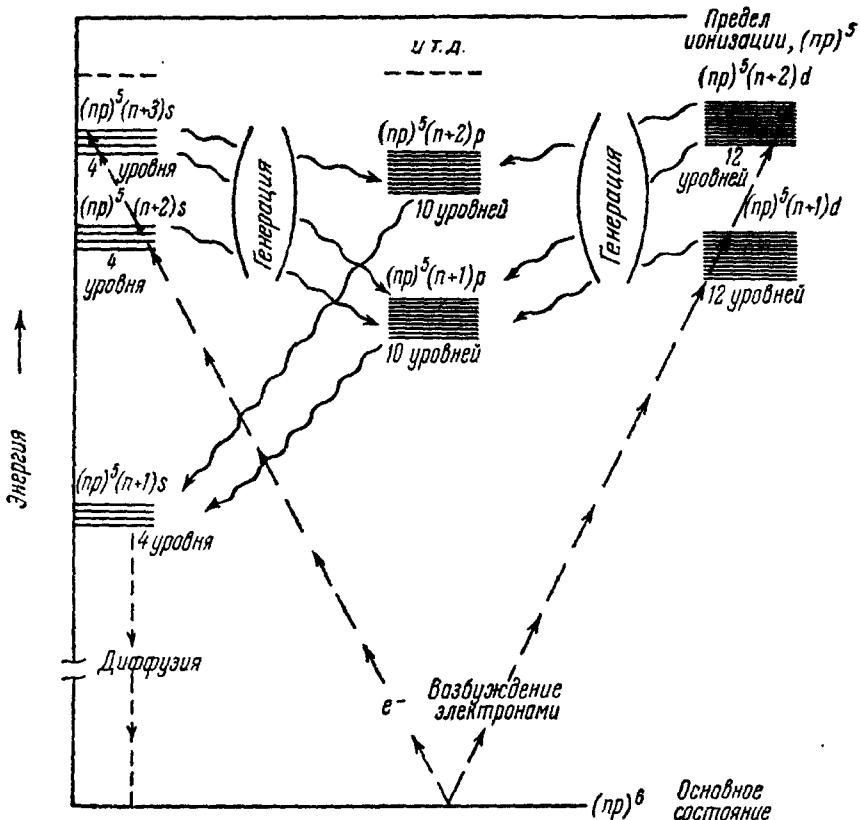
### III.Г. Квантовые генераторы с чистыми благородными газами

Оптическое усиление в разряде в чистом газе впервые наблюдалось Беннеттом и др. <sup>25, 26</sup> и было получено на сильном переходе неона 1,1523  $\mu$  (см. рис. 10 и обсуждение в п. III.А). Этот результат впоследствии был подтвержден Пэйтлом <sup>23</sup>, который в чистом неоне получил генерацию на том же переходе, используя конфокальный интерферометр Фабри—Перо длиной 2,25  $m$ , окна под углом Брюстера и внешние зеркала. Как уже говорилось выше, наибольшая важность этого результата состоит в заключениях, которые можно сделать относительно возможностей создания новых квантовых генераторов — прежде всего, конечно, потому, что практически ощутимое усиление действительно достигается в возбуждении однокомпонентного газа электронным ударом. Возникшие в связи с этим надежды были подтверждены Пэйтлом и др. <sup>5</sup>, получившими непрерывную генерацию на 14 переходах благородных газов, сведенных в табл. I, а затем Фаустом и др. <sup>7</sup>, расширявшими начальные результаты для ксенона до переходов, лежащих за 2,2  $\mu$  — предел, при котором поглощение препятствовало практическому использованию брюстеровских окон, сделанных из боросиликатных стекол.

Чтобы подчеркнуть физические процессы в квантовых генераторах с чистыми газами, мы не будем в этом разделе использовать обозначения Пашена. Хотя обозначения Пашена представляют удобную стенографическую запись и применялись во многих статьях, это всего лишь стенография, и в ней есть непоследовательность, которая затрудняет интерпретацию высоко расположенных уровней благородных газов. По этой причине в табл. I для идентификации переходов Ne, Ar, Kr и Xe использованы обозначения Ракá, и основное внимание в этом разделе будет уделено электронной конфигурации, из которой данный уровень получается в схеме  $j\ell$ -связи. Путаница, которая может возникнуть при пашеновских обозначениях, лучше всего иллюстрируется примером. Рассмотрим уровень криптона при  $103\ 443\ cm^{-1}$ , для которого обозначение Ракá:  $4d' [5/2]_2^0$ , а обозначение Пашена:  $3\delta_1'''$ . Как можно прямо определить из обозначения Ракá, этот уровень построен следующим образом: оптический электрон находится в оболочке  $4d$  и, следовательно, имеет орбитальный

момент  $l = 2$ . Результат сложения  $l$  с полным угловым моментом  $j$ -остова содержится в квадратных скобках,  $[K = 5/2]$ . Наконец, также отмечается полный угловой момент ( $J = 2$ ), который получается при сложении  $K$  со спином внешнего электрона. Из пашеновских же обозначений можно ошибочно заключить, что внешний электрон находится в оболочке  $3s$ .

Поскольку электронные конфигурации неона, аргона, криптона и ксенона вполне подобны, первые исследования чистых газов ограничивались этими случаями. На рис. 14 схематически представлено несколько



Основные процессы возбуждения указаны стрелками.

первых электронных конфигураций тяжелых благородных газов. Конечно, между этими атомами существует различие в смысле соотношения энергий электронных конфигураций. В частности, имеется постепенное снижение возбужденных уровней  $p$ - и  $d$ -конфигураций относительно уровней  $s$ -конфигурации при переходе от неона к ксенону; уровни в  $s$ -конфигурации распадаются при этом на далеко расположенные пары. Так, например, в случае ксенона первые возбужденные  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -уровни перемешиваются, а несколько  $d$ -уровней опускаются ниже некоторых  $s$ - и  $p$ -уровней.

Основные состояния  $\text{Ne}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$  содержат конфигурации  $(np)^6$  заполненных оболочек, в которых  $n = 2, 3, 4$  и  $5$  соответственно. В каждом из этих газов сильные оптические переходы связывают основное состояние атома с уровнями конфигураций  $(np)^5 ms$  и  $(np)^5 md$ . Следовательно, как

указано пунктирными стрелками на рис. 14, главное возбуждение атомов происходит благодаря процессам типа

$$e + (np^6) \rightarrow (np^5) ms + e, \quad (y)$$

$$e + (np^6) \rightarrow (np^5) md + e, \quad (\Phi)$$

где  $m = n - 1, n + 2$  и т. д. При давлениях, достаточных для пленения резонансной радиации и в то же время достаточно низких, чтобы избежать передачи энергии возбуждения другим конфигурациям при столкновениях атомов,— при этих условиях уровни в  $ms$ - и  $md$ -конфигурациях могут распадаться только путем радиационных переходов, указанных на рис. 14 волнистыми стрелками с надписью «генерация».

Из измерений, сделанных на неоне, следовало ожидать, что радиационные времена жизни уровней в конфигурациях  $(np)^5 mp$  очень коротки ( $\sim 10^{-8}$  сек) из-за переходов типа  $mp \rightarrow (n+1)s$ . Кроме того, по причинам, рассмотренным в п. II.Б, следует ожидать, что электронное возбуждение конфигураций  $(np)^5 mp$  весьма маловероятно в сравнении с процессами (у) и ( $\Phi$ ). Следовательно, состояния конфигураций  $(np)^5 mp$  удовлетворяют общим требованиям к «нижним» уровням квантового генератора.

Наиболее сильные переходы  $s \rightarrow p$  и  $d \rightarrow p$  в зависимости от газа лежат в области от 1 до  $10 \mu$ . Поскольку вероятность спонтанного излучения пропорциональна  $v^3$ , вполне естественно ожидать, что времена жизни  $s$ -,  $d$ - и  $p$ -состояний были бы подходящими для получения инверсии на многих из этих длинноволновых переходов при давлениях, которые достаточно велики ( $\sim 0,01$  тора), чтобы обеспечить полное пленение фотонов вакуумного ультрафиолета, излучаемых из возбужденных состояний  $s$  и  $d$ . Пленение излучения приводит также к тому, что все четыре уровня конфигурации  $(np)^5(n+1)s$  становятся метастабильными. По аналогии с предыдущими результатами для неона следовало ожидать, что процессы второго порядка такого типа, как пленение излучения на переходе  $(n+1)p \rightarrow (n+1)s$ , и столкновения вида

$$e + (np)^5(n+1)s \rightarrow (np)^5(n+1)p + e \quad (x)$$

имеют тенденцию разрушать инверсию заселенности. Следовательно, предполагаемое оптимальное давление должно составлять несколько десятков тор, и, кроме того, представляется вероятным, что усиление опять будет увеличиваться обратно пропорционально диаметру разрядной трубы. Это подтвердилось впоследствии.

Поскольку было недостаточно данных, чтобы предсказать, которые из переходов  $s \rightarrow p$  и  $d \rightarrow p$  представляют наибольшие возможности для генерации, были предприняты систематические попытки получить генерацию в чистых Ne, Ar, Kr и Xe. Как отмечалось ранее, эта часть работы была значительно облегчена разработкой конфокального резонатора с внешними зеркалами для длин волн, меньших примерно  $2,2 \mu$  (см. п. II.В). Прежде всего были исследованы  $^5$  линии, аналогичные в рамках  $jl$ -связи сильному переходу неона  $1,1523 \mu$ , т. е. переходы  $1,3008; 1,3883$  и  $1,7731 \mu$  аргона, криптона и ксенона соответственно. Как видно из табл. I, попытки получить генерацию на этих трех переходах окончились неудачей. Из табл. I видно также, что генерация в более тяжелых инертных газах ограничена в основном переходами между  $d$ - и  $p$ -конфигурациями. Последнее не очень удивительно по нескольким причинам: как отмечено в работе  $^5$ ,  $d$ -уровни все более и более снижаются относительно  $s$ -уровней по мере перехода от неона к ксенону и требуют все меньшей энергии возбуждения. Действительно, именно в случае неона уровни  $s$ -конфигурации удобны для генерации, так как они расположены ниже уровней

*d*-конфигураций. Помимо этого, однако, следует отметить, что сечения процесса типа ( $\phi$ ), вообще говоря, на порядок больше, чем сечения для ( $y$ ), как это можно было видеть из анализа произведения приближенных водородоподобных волновых функций<sup>28</sup>. Далее, вероятности переходов  $d \rightarrow p$ , вообще говоря, несколько больше, чем в случае переходов  $s \rightarrow p$ , и следовательно, усиление для  $d \rightarrow p$  должно быть больше при заданной разности заселеностей. Представляется вероятным, что снижение *d*-уровней при переходе от неона к ксенону приводит к большим длинам волн для переходов  $d \rightarrow p$ , что в свою очередь увеличивает время жизни *d*-уровней и поэтому облегчает поддержание инверсии.

Обнаружено (п. III.A), что присутствие гелия в неон-гелиевом квантовом генераторе усиливает процессы электронного возбуждения, по-видимому, за счет увеличения электронной плотности при заданной ВЧ-мощности без заметного снижения средней энергии электронов. Другими словами, при условиях табл. I, имеющих место в генераторах с чистыми газами, длина свободного пробега электронов существенно больше диаметра трубки и эффективность системы теряется вследствие соударений со стенкой. При этих условиях трудно ввести в разряд большую ВЧ-мощность, чтобы поддерживать требуемую оптимальную плотность электронов. Форма распределения электронов по энергиям, по-видимому, определяется парциальным давлением газа, имеющего наименьшее электронные состояния, и трудно понять, например, как добавление гелия могло бы увеличить среднюю энергию электронов. Однако электронная плотность могла бы увеличиться как за счет уменьшения средней длины свободного пробега электронов, так и за счет, например, ионизации при столкновениях между парами метастабильных атомов<sup>61</sup> в случае Не — Не.

Было обнаружено<sup>6</sup>, что усиление процессов электронного возбуждения (процессы ( $y$ ) и ( $\phi$ )) наиболее велико в случае смеси гелий—ксенон, где может, конечно, получаться дополнительная ионизация благодаря процессу



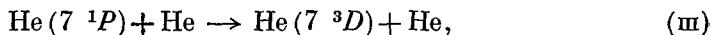
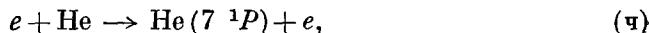
Процесс (п) происходит при эффективных сечениях порядка  $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ <sup>2,72</sup>. Следовательно, для оптимальных давлений Не и Хе в табл. I процесс (п) доминирует над диффузией при разрушении метастабилей гелия (см. п. I.E) и, возможно, является основным процессом, с помощью которого в гелий-ксеноновом квантовом генераторе увеличивается плотность электронов. Для того чтобы добавление более легкого газа приводило к улучшению, плотность электронов должна возрасти настолько, чтобы перекрыть вредные эффекты, возникающие из-за уменьшения скорости диффузии метастабилей ксенона (т. е. процесс (x) и соответствующая дискуссия). Например, аналогичное, но меньшее усиление было обнаружено и в неон-ксеноновой смеси<sup>5</sup>. Здесь эффективное сечение<sup>72</sup> для процесса, аналогичного (п), падает примерно вдвое, а средние относительные скорости — ниже (см. (19), (25)).

Как указано в табл. I, усиление, полученное<sup>23</sup> на переходе 2,026  $\mu$  ксенона в смеси гелий—ксенон, очень высокое и открывает возможность конструирования крайне коротких квантовых генераторов. Этот результат может также позволить создать квантовые генераторы, в которых частота генерации настраивается на частоту перехода, а не на частоту резонатора, и в которых поэтому частота генерации в первом приближении не зависит от размеров резонатора (см. раздел IV). Как, однако, отмечалось в п. I.B, ничего удивительного в этом результате нет. Он является естественным следствием уравнения (5), если предположить доплеровское уширение линии и взять типичные значения для эффектив-

ных сечений возбуждения (см. уравнение (9)). Также не удивительно, что генерируемая на этом переходе мощность не больше, чем в неон-гелиевом генераторе на  $1,15 \mu$  (см. пп. I.B и I.D).

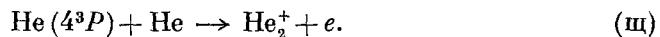
Электронная конфигурация в гелии существенно отличается от конфигураций в неоне, аргоне, криптоне или ксеноне. Переход, на котором была получена генерация, совершенно не предвиделся, и нет никакой уверенности, что в этом случае действительно был установлен основной процесс возбуждения. В результате исследования времен жизни первых 20 возбужденных состояний гелия, проведенного Беннеттом и Киндалманом<sup>22</sup>, стало ясно, что в области  $\lambda < 2\mu$  имеется очень мало возможностей для получения генерации. Вследствие очень сильной зависимости времен жизни уровней гелия от давления встретился единственный подающий надежды случай — переход  $4^3P - 3^3D$  с  $\lambda = 1,9168 \mu$ , в котором верхний уровень должен был заселяться электронами при столкновениях с метастабилиями Не ( $2^3S$ ), имеющими исключительно большую плотность. Эта схема была бы весьма интересной, если бы она работала, так как она позволила бы избежать проблемы, связанной со скоростью диффузии метастабильных атомов, обнаруженной в других квантовых генераторах с благородными газами. Чтобы проверить эти возможности, был тщательно построен квантовый генератор, и в результате генерация действительно получена на переходе  $7^3D - 4^3P$ ,  $\lambda = 2,0603 \mu$ .

Переход  $2,0603 \mu$  представляет значительный интерес, поскольку для оптимального режима генерации требуется высокое давление гелия. Исследования времен жизни<sup>22</sup> показали, что вероятность распада нижнего уровня  $4^3P$  из-за столкновений увеличивается от своего радиационного значения  $0,73 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$  до примерно  $5,7 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$  при оптимальном давлении 8 тор. При тех же условиях на кривой затухания состояния  $7^3D$  проявляются несколько скоростей распада из-за обратной передачи энергии возбуждения (см.<sup>21</sup>), ясно показывая, что эффекты столкновения преувеличиваются в образовании верхнего уровня<sup>22</sup>. Процесс образования  $7^3D$ , предположенный в<sup>5</sup>, является двухступенчатым:



здесь нарушается правило Вигнера сохранения спина<sup>23</sup>. Последние исследования<sup>73</sup> показали, что такие процессы могут иметь место для высоко возбужденных уровней гелия, в частности, через промежуточную ступень, включающую  $F$ -уровни. Как правило, для атомов в основном состоянии следовало бы ожидать наибольших эффективных сечений возбуждения на  $n^1P$ -уровни, и процесс (χ) представляется правдоподобным. Однако изучение времени жизни<sup>22</sup> не подтвердило большой скорости образования атомов на уровне  $7^1P$ , и есть, конечно, огромное число уровней, которые при таких высоких давлениях могли бы участвовать в возбуждении уровня  $7^3D$ . Как это рассматривалось в п. I.B, сильное уменьшение времени жизни нижнего уровня из-за столкновений считается особенно существенным, поскольку это может дать метод расширения класса уровней, пригодных для генерации. Использование резонансных тушащих столкновений таким способом предлагалось ранее В. А. Фабрикантом<sup>33</sup> для других газовых систем, а также было рассмотрено Беннеттом<sup>21</sup>. Однако, по-видимому, генератор на чистом гелии явился первым случаем, в котором получилась существенная польза от процессов столкновений с участием атомов на нижнем уровне. Процессы резонансной передачи действительно могут доминировать в случае  $4^3P$ . Однако нельзя произвольно исключать возможность того, что основные потери заселенности возникают

из-за необратимого процесса типа <sup>74</sup>



Как и в случае других благородных газов, большая плотность метастабиль будет мешать инверсности заселения, из-за пленения излучения на переходе  $4^3P - 2^3S$  и из-за электронного возбуждения уровня  $4^3P$ . Косвенное подтверждение этого заключения было получено <sup>5</sup> при наблюдении того, что малейшие следы любой примеси усиливают генерацию, по-видимому, из-за ионизирующих столкновений с  $2^3S$ .

#### IV. ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Единственные подробные исследования спектра газового оптического генератора были проведены с сильной линией  $\lambda = 1,152276 \mu$  (или  $\sim 2,6 \cdot 10^{14} \text{ эц}$ ) неона в гелий-неоновой системе. Совсем недавно была получена генерация на большинстве переходов табл. I, а опыты по фотогетеродинированию ограничены длинами волн меньше  $1,6 \mu$  из-за отсутствия широкополосных приемников. За исключением аномалий, встретившихся в двух генераторах с кислородом (которые, по-видимому, объясняются случайными совпадениями двух различных переходов — см. п. III.B), можно ожидать, что спектральные свойства различных генераторов, сведенных в табл. I, будут подобными. В большинстве из этих случаев оптимальные давления настолько низки, что допплеровское уширение должно превышать уширение из-за столкновений; для типичных значений оптических вероятностей затухания можно ожидать, что естественная ширина будет также мала в сравнении с допплеровской. Во всех случаях, кроме цезиевого, гелий-ксенонового и гелий-неонового ( $3,9 \mu$ ) генераторов, усиление настолько мало, что допплеровская ширина огромна в сравнении с шириной полосы резонатора, требуемой для получения генерации в системе с реальной длиной. Более того, обычно требуется такая длина разряда, что в пределах ширины линии спонтанного излучения оказывается более одного типа колебаний резонатора. Следовательно, во многих случаях табл. I линии уширены неоднородно, возможна генерация на многих типах колебаний, уменьшение ширины линии начинается с ширины полосы пассивного резонатора, и частоты генерации определяются в первом приближении линейными размерами резонатора. Однако, вероятно, для крайне длинноволновых переходов ксенона <sup>75</sup> эффект Доппеля менее важен, чем другие источники уширения линий, и возможно, что немногие из этих случаев будут лучше аппроксимироваться моделью однородного уширения, описанной ниже.

Существующее положение лучше всего иллюстрировать числами. Рассмотрим плоскопараллельный интерферометр Фабри — Перо длиной  $1 \text{ м}$  с потерями  $f = 2\%$  (при одном прохождении) на переходе  $\lambda = 1,1523 \mu$  неона. Полная ширина полосы резонатора по полувысоте, согласно формуле (2),

$$\Delta v_c = \frac{cf}{2\pi b} \approx 1 \text{ Мгц}. \quad (31)$$

Расстояние между основными типами колебаний

$$\frac{c}{2b} = 150 \text{ Мгц}. \quad (32)$$

Полная ширина линии по полувысоте из-за допплеровского уширения (см. (4))

$$\Delta v_D = 2v_0 \sqrt{2 \ln 2 \left( \frac{kT}{Mc^2} \right)} \approx 800 \text{ Мгц}, \quad (33)$$

а естественная ширина линии для этого перехода <sup>9</sup>

$$\Delta v_n = \frac{A_1 + A_2}{2\pi} = 70 \text{ M}^{\circ}\text{c}, \quad (34)$$

где  $A_2$  и  $A_1$ — действительные радиационные вероятности затухания верхнего и нижнего состояний соответственно, не учитывающие эффектов резонансного пленения излучения. Как уже указывалось, наименее точно известна естественная ширина, поскольку она сильно зависит от вероятностей переходов в вакуумном ультрафиолете, начинающихся с верхнего уровня, а измерения, сведенные в табл. III, не учитывают их вклад в  $\Delta v_n$ . Значение в (34) основано на косвенных оценках, сделанных в <sup>9</sup>. Величина (33) для полной допплеровской ширины подтверждена измерением ширины линии спонтанной эмиссии и определением числа одновременно генерирующих типов колебаний в генераторе с известными потерями и усилением <sup>9</sup>. Для указанных выше условий

$$\Delta v_c < \Delta v_n < \frac{c}{2b} < \Delta v_D. \quad (35)$$

Усиление на собственной частоте резонатора определяется в основном теми атомами, чьи допплеровски-смещенные частоты расположены вблизи этой частоты в интервале порядка естественной ширины линии. Следовательно, при  $c/2b > \Delta \lambda_n$  два соседних типа колебаний одинаковой радиальной симметрии могут одновременно генерировать без заметного влияния друг на друга. Хотя расстояние между основными четно-симметричными и нечетно-симметричными типами колебаний ( $\sim 1 \text{ M}^{\circ}\text{c}$ ) обычно много меньше естественной ширины линии, одновременная генерация на двух смежных типах колебаний различной радиальной симметрии все же возможна вследствие различия в радиальных распределениях <sup>9</sup>. Наоборот, с помощью соответствующего подбора зависимости усиления от радиуса (см. п. III. А) можно получить генерацию либо только на четном, либо только на нечетном типе колебаний <sup>55</sup>. Представляется ясным, что при типичных условиях преимущественное возбуждение основного четного типа колебаний определяется в основном симметричным распределением усиления, а не различием дифракционных потерь для этих двух типов колебаний (см. рис. 1).

Линии генерации были исследованы <sup>1, 8, 9, 53</sup> с помощью метода фотогетеродинирования, впервые примененного Форрестером и др. <sup>76</sup> к некогерентным источникам света. Здесь приемник света действует как квадратичный детектор и выходной ток содержит компонент

$$i \propto E_1 E_2,$$

где  $E_1$  и  $E_2$ — векторы электрических полей для двух волн различных частот. Если эти поля имеют параллельные составляющие, можно наблюдать все возможные разности частот вплоть до границы частотной характеристики приемника света. Когда два поля плоско поляризованы под прямым углом, ток с разностной частотой пропадает. Однако и в таком случае всегда можно восстановить биения, если ввести поляризатор под углом  $45^\circ$  к полям (в этом случае поляризатор прозрачен для параллельных составляющих полей). В работе <sup>53</sup> был описан спектр разностных частот такого типа, как на рис. 15, который получается в плоскоапараллельном генераторе при высоких уровнях мощности. Именно пик на нулевой частоте, соответствующий гетеродинированию каждой линии с самой собой, сопровождается пиком при частоте  $\sim 1 \text{ M}^{\circ}\text{c}$ , который соответствует всем возможным разностям между соседними четными и нечетными типами

колебаний. Максимум при частоте  $c/2b$  связан с разностями между основными типами колебаний одинаковой симметрии, отстоящими друг от друга на расстоянии, согласно (32),  $150 \text{ M} \text{гц}$ ; этот максимум окружен двумя сателлитами, соответствующими различным четно-нечетным и нечетно-четным разностям частот. Идентификация максимумов при  $2c/2b$ ,  $3c/2b$  и т. д. аналогична. Как указано стрелками на рис. 15, боковые сателлиты весьма чувствительны к наклонам зеркал, причем минимальное расстояние от основных максимумов достигается при параллельной установке.

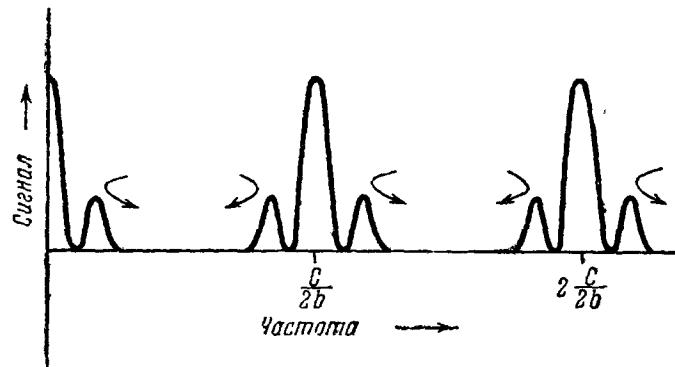


Рис. 15. Спектр биений фототока, полученный для плоско-параллельного генератора (длины  $b$ ).

Наблюдения<sup>1</sup> этих сателлитов дают первое экспериментальное доказательство существования типов колебаний, полученных теоретически в<sup>4</sup>. Подобные результаты, указывающие на высокую степень вырождения и дающие расстояние между основными типами колебаний, равное  $c/4b$ , после этого получены и для конфокального газового генератора и хорошо согласуются с теорией работы<sup>15</sup>.

#### IV.A. Сужение линии и чистота спектра

Наличие усиления в интерферометре уменьшает эффективную ширину полосы резонатора по сравнению с (31). Стационарное состояние получается благодаря насыщению относительного усиления энергии  $G_A$  при одном прохождении на частоте генерации  $v_0$ , так что

$$G_A(v_0) = f. \quad (36)$$

Вследствие спонтанного излучения в данный тип колебаний,  $G_A$  насыщается при величине, слегка отличающейся от  $f$ , и эффективная ширина резонанса интерферометра никогда не достигает в точности нуля<sup>13</sup>. В этом смысле генератор есть просто фильтр с крайне высоким значением добродобротности  $Q$ , который выделяет очень узкий спектральный интервал из широкого спектра светового «шума», спонтанно излученного в тип колебаний резонатора. Механизм процесса насыщения будет более подробно обсужден ниже. В предельном случае  $\Delta v_c \ll \Delta v_D$  минимальная ширина линии генерации, обусловленная спонтанным излучением в один тип колебаний, дается выражением<sup>17</sup>

$$\Delta v_0 = \frac{8\pi h\nu}{P} \left( \frac{\Delta v_c \Delta v_D}{\Delta v_c + \Delta v_D} \right)^2 = \frac{8\pi h\nu [\Delta v_c]^2}{P}, \quad (37)$$

где  $P$  есть мощность генерации в данном типе колебаний. Для  $P \approx 1 \text{ мвт}$

и  $\Delta\nu_c \approx 1 \text{ Мгц}$  уравнение (37) дает при  $\lambda = 1 \mu$

$$\Delta\nu_0 \approx 10^{-3} \text{ гц}, \quad (38)$$

что соответствует относительной ширине  $\Delta\nu_0/\nu \approx 3 \cdot 10^{-17}$ . Поскольку частота генерации определяется длиной интерферометра, необходимо поддерживать длину с точностью  $3 \cdot 10^{-17}$  в течение  $10^3$  сек, чтобы получить эту степень чистоты спектра. Вполне очевидно, что действительная чистота спектра в реальных квантовых генераторах на много порядков хуже из-за механических нестабильностей, теплового дрейфа, вариаций в смещении типов колебаний и т. д., так что «предельно достижимая ширина» имеет небольшое практическое значение. Интересно отметить, однако, что можно подойти вплотную к измерению этой «предельной» ширины в опытах по гетеродинированию света от одного генератора. Именно, если мы предположим, что одновременно генерирующие типы колебаний независимы друг от друга, то ширина спектра биений должна быть примерно вдвое больше, чем ширина спектра каждого типа колебаний. Поскольку механические нестабильности влияют на обе частоты резонатора в первом приближении одинаковым образом, они в значительной степени нивелируются. Джаван и др.<sup>8</sup> обнаружили в гелий-неоновом генераторе, что относительное смещение двух внутренних типов колебаний, поляризованных под прямым углом и отличающихся по частоте на  $50 \text{ кгц}$ , не превышает  $2 \text{ гц}$  в течение нескольких секунд. Авторы<sup>8</sup> пришли к заключению, что «собственная» монохроматичность каждого типа колебаний лучше чем  $10^{-14}$ . На основании этих измерений можно было бы утверждать только то, что монохроматичность не хуже чем  $1 : 25\,000$ . При наблюдении биений между двумя независимыми генераторами относительное смещение частот составило<sup>8</sup>  $\sim 2 \cdot 10^{-9}$  за время 100 сек. По-видимому, ясно, что не существует объективного способа оценки предельной монохроматичности, достижимой в реальных генераторах, в том смысле, что всегда можно получить улучшение, более тщательно защитив генератор от вибраций, изменений температуры и т. п. Обо всем этом можно сказать лишь то, что предел, обусловленный спонтанным излучением, по-видимому, реально недостижим. Этот факт весьма важен, разумеется, с точки зрения долговременной стабильности частоты, достижимой при помощи методов отрицательной обратной связи<sup>9,19</sup>.

#### IV.Б. Смещение частот генерации

Первое исследование смещения частот генерации, выполненное с оптическим генератором, описано Беннеттом<sup>9,25</sup>, который использовал метровый плоскопараллельный генератор на смеси гелий—неон. Расстояние между пластинками изменялось с помощью магнитострикции<sup>19</sup> и было известно с точностью  $10^{-2}\%$ . Потери в расчете на одно прохождение составляли от 1 до 2%. Исследовались основные биения вблизи частот  $c/2b$  и  $2c/2b$ , показанных на рис. 15. Боковые сателлиты сильно зависят от наклона пластин и не исследовались. Результаты сводятся к следующему:

- а) частоты биений отличаются не точно на  $c/2b$ , а на величину, меньшую  $c/2b$ , примерно на  $1/800$  этой величины (т. е. на  $\sim 200 \text{ кгц}$ );
- б) тщательное изучение этих биений показало, что существует расщепление линии (около  $20 \text{ кгц}$ ), зависящее от мощности, причем из этого эффекта можно найти число одновременно генерирующих типов колебаний (рис. 16);
- в) расщепление зависит от расстояния между зеркалами, причем для большинства значений длины интерферометра частоты аномально увеличиваются (на  $20 \text{ кгц}$ ) при повышении мощности генерации.

Первое из этих наблюдений можно было бы объяснить с помощью теории, построенной ранее для молекулярного генератора на аммиаке, что и было сделано в <sup>77</sup>. Результат этой работы в наших обозначениях имеет вид

$$v_0 = \frac{v_D \Delta v_c + v_c \Delta v_D}{\Delta v_D + \Delta v_c}, \quad (39)$$

где  $v_0$  — частота генерации,  $\Delta v_D$  — полная ширина линии на полувысоте, и  $v_D$  — частота центра линии. Для  $\Delta v_c \ll \Delta v_D$  формула (39) дает

$$v_0 \approx v_c + (v_D - v_c) \frac{\Delta v_c}{\Delta v_D}. \quad (40)$$

Следовательно, частота биений при гетеродинировании двух генерирующих типов колебаний резонатора ( $v_c$  и  $v'_c$ )

$$v'_0 - v_0 = (v'_c - v_c) \left( 1 - \frac{\Delta v_c}{\Delta v_D} \right). \quad (41)$$

Сравнение формул (34) и (33) показывает, что (41) может объяснить основной эффект а).

Очевидно, что уравнение (39) не может объяснить эффект б) или в), поскольку в этом приближении частота генерации линейно зависит от  $v_c$  и  $v_D$  и не зависит от мощности излучения. Как оказалось, причина неудачи применения формулы (39) кроется в предположениях, сделанных относительно формы линий и механизмов уширения. Прежде чем приступить к вычислениям сдвига частот, очень полезно рассмотреть случай плоскопараллельного интерферометра Фабри—Перо качественно. Частота генерации определяется условиями, налагаемыми на фазу электрического поля. Именно резонанс соответствует появлению стоячих волн в резонаторе квантового генератора. Стоячая волна частоты  $v$  в плоскопараллельном интерферометре будет тогда, когда изменение фазы  $\varphi$  при однократном прохождении интерферометра составляет целое кратное  $\pi$ . Если пренебречь резонансными эффектами при отражении от зеркал, то сдвиг  $\varphi$  целиком связан с временем запаздывания  $nb/c$ , которое возникает при распространении волны на расстояние  $b$  в усиливающей среде с показателем преломления  $n$ . Следовательно,

$$\varphi = \frac{2\pi v nb}{c} = \pi m, \text{ где } m = 1, 2, \dots, 10^6, \dots, \quad (42)$$

так что

$$v = m \frac{c}{2nb}. \quad (43)$$

Следовательно, для случая вакуума ( $n = 1$ ) резонансы расположены на равных расстояниях  $c/2b$  (формула (1)). При наличии усиливающего перехода с максимумом на частоте  $v_D$  и полной шириной  $\Delta v_D$  показатель пре-

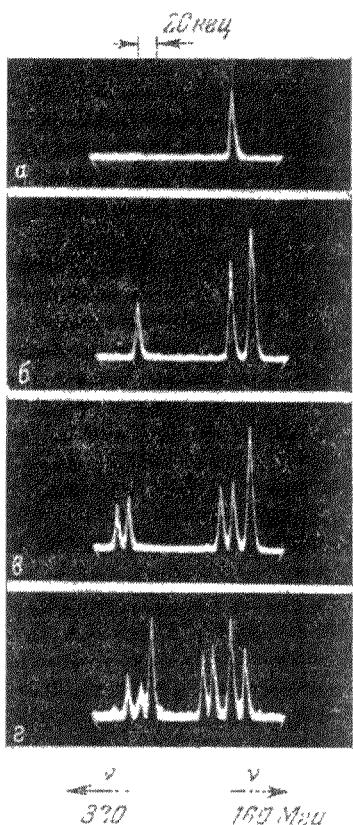


Рис. 16. Расщепление частот биений <sup>9</sup>. Мощность возрастает от а) к г) (см. текст).

ликом связан с временем запаздывания  $nb/c$ , которое возникает при распространении волны на расстояние  $b$  в усиливающей среде с показателем преломления  $n$ . Следовательно,

ломления  $n$  меняется с частотой, как это качественно показано на рис. 17. Поэтому частота резонанса, расположенного ниже  $v_D$ , будет увеличена усиливающей средой; если же резонанс расположен выше  $v_D$ , то частота его при генерации будет уменьшена. Конечный результат состоит в том, что частоты резонатора «притягиваются» к центру линии во время генерации. В общем случае показатель преломления  $n$  (в особенности при генерации) является сложной нелинейной функцией частоты; частота генерации, даваемая формулой (39), соответствует только особому случаю однородно уширенной линии лоренцевой формы. Следовательно, генерирующие типы колебаний, вообще говоря, не эквидистантны, что и приводит к расщеплению такого типа, как на рис. 16, если мощность возбуждения больше порога генерации в двух типах колебаний.

На рис. 16 приведены данные<sup>9</sup> для частоты биений  $c/2b$  ( $\sim 160$  Мгц) и  $2(c/2b)$  ( $\sim 320$  Мгц) в плоскопараллельном гелий-неоновом квантовом генераторе в зависимости от мощности возбуждения разряда. Ширина пиков полностью определяется разрешением спектропараллельного гелий-неонового квантового генератора (несколько килогерц) и не связана с «собственной» шириной линий генерации (см. п. IV.A). Шкала частот одинакова для каждой диаграммы; но чисто аппаратурным причинам возрастание частоты на рис. 16 идет в противоположных направлениях для двух рассматриваемых групп данных. Поскольку усиливающая линия куполообразна, порядок появления генерирующих типов колебаний при увеличении мощности предопределен. На рис. 16, а усиление достаточно, чтобы порог был превышен для двух типов колебаний; соответственно этому имеется одно биение на частоте  $c/2b$ , а на частоте  $2c/2b$  нет ничего. На рис. 16, б усиление увеличено до такого значения, при котором генерируют три типа колебаний; следовательно, с частотой порядка  $c/2b$  возможны два биения (вследствие неэквидистантности типов колебаний), а с частотой  $2c/2b$  — одно биение.

Аналогичный анализ выполняется и в случае рис. 16, в и г, на которых генерируют 4 и 5 типов колебаний соответственно. Это расщепление (например, на рис. 16, б для  $c/2b$ ) есть функция длины интерферометра и, следовательно, положения частоты генерации по отношению к центру линии. При случайном расположении трех частот генерации относительно центра линии расщепление будет иметь место. Однако если три типа колебаний расположены симметрично относительно центра линии, расщепление на рис. 16, в должно исчезнуть. Это ясно из уравнения (43) и рис. 17 — сдвиги внешних типов колебаний будут равными по модулю и противоположны по знаку (если оба внешних типа колебаний генерируют). Это обстоятельство позволяет выделить сигнал, который будет функцией смещения частоты резонатора относительно центра линии и который, вообще говоря, можно использовать для стабилизации квантового генератора в отношении медленных изменений частоты.

Последующий анализ вопроса о «притягивании» типов колебаний основан на методе работы<sup>9</sup>. Чтобы не ограничиться случаем плоскопараллельного интерферометра, нужно рассмотреть задачу о смещении частоты

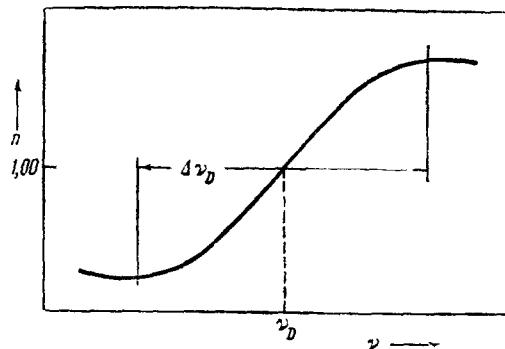


Рис. 17. Изменение показателя преломления  $n$  в зависимости от частоты вблизи центра  $v_D$  симметричной линии с шириной  $\Delta v_D$ .

генерации относительно произвольной собственной частоты резонатора  $v_c$ . Предположим, что при отсутствии усиления может возникнуть стоячая волна на частоте  $v_c$ . Введение усиления сдвигает частоту генерации от  $v_c$  к другой частоте  $v_0$  так, что фазовый сдвиг при одном прохождении волны остается неизменным. Это означает, в частности, что генерация будет происходить на частоте  $v_0$ , удовлетворяющей уравнению

$$\frac{\partial \Phi_c}{\partial v} (v_0 - v_c) + \Delta \Phi_G (v_0) = 0, \quad (44)$$

где  $\Delta \Phi_G (v_0)$  есть изменение фазового сдвига на частоте генерации, обусловленное введением относительного усиления интенсивности  $G$  ( $G$  и  $\Delta \Phi_G$  относятся к однократному прохождению). Чтобы сформулировать проблему в общем виде (например, включить случаи, в которых пучок отклоняется от абсолютно нормального падения на зеркала или в которых среда имеет однородный показатель преломления), мы определим эффективную фазовую скорость  $c'$ , которая не зависит от частоты, но изменяется с конфигурацией резонатора. Тогда фазовый сдвиг при однократном прохождении в отсутствие усиления

$$\Phi_c = \left( \frac{2\pi b}{c'} \right) v. \quad (45)$$

Полную ширину резонанса\*) на половине максимума можно выразить через эту эффективную скорость  $c'$  и относительные потери энергии  $f$ , используя стандартную процедуру (аналогично уравнению (2)):

$$\Delta v_c = \frac{c'}{2\pi b} f. \quad (46)$$

Из (45) и (46) следует, что

$$\frac{\partial \Phi_c}{\partial v} = \frac{2\pi b}{c'} = \frac{f}{\Delta v_c}. \quad (47)$$

Подстановка (47) в (44) дает<sup>9</sup>

$$v_0 = v_c - \frac{\Delta v_c}{f} \Delta \Phi_G (v_0). \quad (48)$$

Величина  $\Delta \Phi_G (v_0)$  должна быть рассчитана из условия насыщения (36) и с учетом наличия генерации. При этих ограничениях и для случая одного типа колебаний уравнение (48) точно.

Разумеется,  $\Delta \Phi_G (v_0)$  зависит от формы линии при наличии генерации. В работе<sup>9</sup> форма кривой усиления оценена квантовомеханическим методом и с помощью соотношения Крамерса—Кронига<sup>79</sup> получены фазовые сдвиги, возникающие при этих кривых усиления. Для некоторых специальных форм линий фазовые сдвиги можно найти в явном виде. Для лоренцевой линии, имеющей максимум при частоте  $v_D$  и полную ширину на полувысоте  $\Delta v_D$ , относительное усиление интенсивности

$$G(v) = \frac{G_0}{1 + \frac{4(v - v_D)^2}{(\Delta v_D)^2}}; \quad (49)$$

тогда получаем<sup>80</sup>

$$\Delta \Phi_G (v) = -G(v) \frac{v_D - v}{\Delta v_D} \text{ (в радианах).} \quad (50)$$

\*) Недавно сообщалось<sup>78</sup> о непосредственном измерении ширии резонансов пассивного интерферометра гелий-неонового генератора (с помощью интерферометра Фабри — Перо, примененного в качестве весьма узкополосного фильтра).

Для линии гауссовой формы с той же полной шириной на полувысоте усиление

$$G(v) = G_0 e^{-v^2} \approx G_0 \exp \left\{ - \left[ \frac{v - v_D}{0,60 \Delta v_D} \right]^2 \right\}, \quad (51)$$

где

$$v = \sqrt{2 \ln 2} \frac{v - v_D}{\Delta v_D} \approx \frac{v - v_D}{0,60 \Delta v_D}. \quad (52)$$

Джаван и др. показали <sup>8</sup>, что соответствующий фазовый сдвиг

$$\Delta \Phi_D(v) = - \frac{2}{\sqrt{\pi}} G(v) \int_0^v e^{x^2} dx \quad (\text{в радианах}). \quad (53)$$

Формулы (51) и (53) вблизи центра линии допускают аппроксимацию

$$\Delta \Phi_D(v) \approx -0,282 G_0 \sin \left( \frac{v_D - v}{0,30 \Delta v_D} \right) \quad (\text{в радианах}), \quad (54)$$

которая получена ранее <sup>9</sup> общим численным методом <sup>81</sup> расчета по формулам Крамерса — Кронига.

Порог генерации имеет место при  $G(v_0) = f$ . Следовательно, при пороге генерации уравнения (48) и (50) сводятся к формуле (40), если линия лоренцева. Вблизи центра гауссовой линии из уравнений (48), (52) и (53) для порога генерации получаем

$$v_0 = v_c + 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\Delta v_c}{\Delta v_D} (v_D - v_0) \left\{ 1 + \frac{4 \ln 2}{3} \left[ \frac{v_D - v_0}{\Delta v_D} \right]^2 \right\}. \quad (55)$$

Смещение частоты — всегда нелинейная функция частоты. Для  $\Delta v_c \ll \Delta v_D$  в правой части (55)  $v_c \approx v_0$ . Поскольку  $2\sqrt{\ln 2/\pi} \approx 0,94$ , формула (55) в первом приближении мало отличается от (40).

Превышение порога генерации приводит к важному различию однородно и неоднородно уширенных линий. Под однородно уширенной линией мы понимаем такую линию, в которой атомы одинаково ответственны за усиление на всех частотах в пределах линии. Этот предельный случай достигается, например, когда естественная ширина линии много больше допплеровской ширины; здесь кривая усиления остается неизменной в присутствии генерации. Следовательно, в случае однородного уширения условие насыщения (36) в первом приближении не влияет на форму линии, и уравнения (39) и (55) по-прежнему выполняются соответственно для лоренцевой и гауссовой линий.

Под неоднородно уширенной линией мы понимаем линию, в которой различные атомы участвуют в усилении в разных частях линии. Этот случай получается тогда, например, когда допплеровская ширина велика по сравнению с естественной шириной, а вероятность столкновений мала по сравнению с вероятностью спонтанного распада возбужденных состояний (это требование существенно, так как столкновения могут восстановить однородность уширения для допплеровской линии) <sup>9</sup>. В этом случае выполнение условия насыщения (36) сопровождается появлением «провалов» в кривой усиления на частотах генерации, как это показано на рис. 18. Существование таких «провалов» было постулировано в <sup>9</sup> для объяснения устойчивой генерации на многих типах колебаний. Этот же процесс объясняет аномальное увеличение частот биений при увеличении мощности генерации. Именно наличие двух или более «провалов» в кривой усиления может привести к «отталкиванию» частоты генерации при увеличении мощности и, следовательно, к сдвигу частоты биений в сторону

более высоких значений<sup>8</sup>. Из квантовомеханического анализа \*) вопроса следует, что ширины «провалов» в кривой усиления даются выражением

$$H \approx \Delta v_n \left\{ 1 + \frac{1}{A_1 A_2} \left| \frac{e E_0 z_{21}}{\hbar} \right|^2 \right\}^{1/2} \quad (56)$$

при условии  $H \ll \Delta v_D$ ;  $z_{21}$  в (56) — матричный элемент для перехода между рабочими уровнями,  $E_0$  — амплитуда вектора электрического поля в типе колебаний. Следовательно, вблизи порога ширины «провалов» мало меняются с увеличением мощности и отличаются от естественной ширины  $\Delta v_n$  весьма немного. Мощность, генерируемая в типе колебаний,

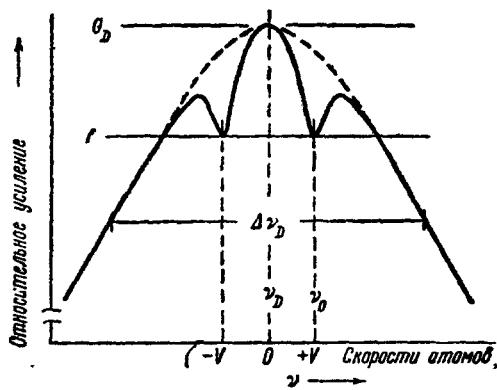
грубо говоря, пропорциональна произведению глубины и ширины «провала», так как мощность пропорциональна числу атомов, уходящих в 1 сек с верхнего уровня вследствие вынужденного излучения. Глубина «провала» (см. рис. 18) как раз равна  $G(v_0) - f$ , где  $G(v_0)$  есть относительное усиление при одном прохождении в отсутствие зеркал. Следовательно, мощность в типе колебаний есть

$$P \propto H [G(v_0) - f] \propto \Delta v_n [G(v_0) - f]. \quad (57)$$

Рис. 18. «Провалы» в кривой усиления при неоднородном уширении и генерации монохроматического излучения с частотой  $v_0$ .

было получено недавно при наблюдении<sup>83</sup> эффекта<sup>84</sup>, который не учитывался в рассмотренной работе<sup>9</sup>. При весьма детальной и строгой разработке теории оптических квантовых генераторов Лэмб<sup>84</sup> показал (наряду со многим другим), что следует ожидать спадания мощности излучения газового оптического квантового генератора (при генерации в одном типе колебаний), если сканировать частоту резонатора через центр атомной линии. Последующие измерения<sup>83</sup> экспериментально подтвердили существование этого эффекта в гелий-неоновом генераторе. Хотя анализ Лэмба<sup>84</sup> использует совсем другие представления, указанный эффект качественно можно понять, учитывая появление «провалов» в кривой усиления. Явление возникает, по существу, потому, что в допплеровской линии возникает не один, а два «провала» вблизи каждой резонансной частоты генерации. Рис. 18 качественно иллюстрирует положение для случая одной частоты; здесь изображена кривая усиления при однократном прохождении интерферометра в одном направлении (скажем, в положительном направлении оси  $x$ ). Пунктирная кривая представляет усиление в отсутствие зеркал, в то время как сплошная кривая дает усиление при генерации не одной частоте  $v_0$ . «Провал» на частоте  $v_0$  возникает из-за условия насыщения (36), как это было описано выше. Однако

\*) См. приложение II в<sup>9</sup>. Выражение (56) является точным определением полуширины кривой (по полувысоте), представляющей вероятность того, что возбужденный атом, центральная частота линии которого сдвинута относительно частоты генерации, девозбудится путем вынужденного излучения. Чтобы получить для ширины «провалов» выражение, более точное, чем (56), нужно проинтегрировать функцию вероятности вынужденного излучения (см. <sup>9</sup>) по истинной форме линии. Поэтому (56) является первым приближением, применимым при  $H \ll \Delta v_D$ .



Весьма забавно то, что значительно более прямое доказательство появления «провалов»

имеется второй «провал», расположенный симметрично с первым относительно центра линии. Для объяснения второго «провала» напомним, что усиление волны осуществляется атомами, частоты переходов у которых сдвинуты от  $v_0$  в пределах естественной ширины. Следовательно, усиление волны, бегущей в направлении  $+x$ , обусловлено атомами, имеющими такие скорости  $v$ , что

$$v_0 = \left(1 + \frac{v}{c}\right) v_D. \quad (58)$$

Однако при возвращении после отражения от зеркала эта бегущая волна будет взаимодействовать с атомами, движущимися в направлении  $-x$  со скоростью  $-v$ . Равновесие должно иметь место для обеих этих волн. Поэтому с верхнего уровня будут уходить атомы, имеющие скорости  $+v$  и  $-v$ , и форма кривой усиления для одного прохождения в направлении  $+x$  должна иметь «провал» при

$$v_0 = \left(1 - \frac{v}{c}\right) v_D, \quad (59)$$

как указано на рис. 18 \*). Поэтому полная мощность, испускаемая генератором, дается суммой двух выражений типа (57) или, что эквивалентно этому, пропорциональна полной площади «провалов», образованных в кривой усиления. Ширины двух «провалов» одинаковы и вблизи порога (т. е. при генерации в одном типе колебаний) почти не зависят от мощности (см. (56)); глубина «провалов» вблизи центра линии меняется медленно. По этим причинам площадь «провалов» можно уменьшить примерно вдвое, если частоту резонатора настроить на центр линии. Это находит свое отражение в уменьшении мощности генерации при сканировании резонансной частоты через  $v_D$ .

Ясно, что наличие второго «провала» может привести к многим неожиданным качественно новым эффектам в работе газовых оптических генераторов. Эффект «отталкивания провалов» описан в <sup>9</sup> для случая генерации на многих типах колебаний, если имеется подходящее соотношение ширин. Вполне правдоподобно, что этот эффект совпадает с так называемым «отталкиванием типов колебаний», описанным в <sup>84</sup>. Существование второго «провала» приводит к пониманию некоторых гистерезисных эффектов, рассмотренных в <sup>84</sup>. Вполне очевидно, что одновременная генерация на двух типах колебаний, с одинаковой радиальной зависимостью и отстоящих друг от друга меньше чем на естественную ширину линии, является неустойчивым режимом; тот тип колебаний, который имел большую мощность, будет стремиться «подавить» более слабый тип колебаний <sup>9</sup>. Однако при определенных условиях наличие вторых «провалов» может привести к таким интерференционным эффектам даже тогда, когда расстояние между типами колебаний много больше естественной ширины линии. Например, одновременная генерация на двух типах колебаний приводит к четырем «провалам». Если длина интерферометра изменена таким образом, что эти два типа колебаний располагаются симметрично относительно центра линии, второй «провал» от одного типа колебаний взаимодействует с усилением на втором типе колебаний. Следовательно, одновременная генерация в двух симметрично расположенных типах колебаний приводит к неустойчивому режиму, более сильный тип колебаний

<sup>\*)</sup> Фазовые сдвиги из-за «второго» ряда «провалов» не включены в рассмотрение в <sup>9</sup>, однако это легко сделать тривиальным обобщением метода <sup>9</sup>. Конкретные результаты работы <sup>9</sup> применимы к статической неоднородно уширенной линии гауссовой формы или к генератору, в котором одно зеркало имеет значительно большие потери, чем другое (т. е. превалирует один ряд «провалов»).

стремится к доминированию и поведение всей системы будет зависеть от предыстории. По тем же причинам любое симметричное расположение типов колебаний неустойчиво, и один или много типов колебаний могут выйти из игры, если длина интерферометра подгоняется под симметричное положение. Это явление, возможно, обусловило неудачи попыток получить одновременную генерацию на трех симметричных расположенных типах колебаний в некоторых последних квантовых генераторах<sup>55, 85</sup>; оно же, по-видимому, приводит к асимметричному поведению биений вблизи частоты  $c/2b$ , которое было обнаружено в некоторых случаях работы двух типов колебаний<sup>55, 85</sup>. Могут возникнуть, однако, дополнительные эффекты, связанные с различием коэффициентов отражения зеркал на двух концах генератора. Это различие будет маскировать рассматриваемое явление. Следует отметить, что довольно маленькое различие в коэффициентах отражения зеркал может соответствовать большой разнице в потерях для двух направлений. Следовательно, для неодинаковых зеркал может существовать достаточно большая разница между глубинами «провалов» на рис. 18 и может достигаться предельный случай, рассмотренный в<sup>9</sup>.

Теория Лэмба<sup>84</sup> принимает во внимание зависящие от времени нелинейности в диэлектрической среде, которые не учитывались при получении формулы (44). Поэтому, хотя более точный анализ<sup>84</sup> сводится к уравнению (55) для порогового возбуждения при генерации одного типа колебаний, может возникнуть дефект «сцепления» частот, связанный с указанной нелинейностью. Эти эффекты сцепления не содержатся в простом анализе фазовых сдвигов и при определенных условиях (например, при симметричном расположении трех типов колебаний) наблюдались экспериментально<sup>85, 86</sup>.

Более или менее ясно, что многие аспекты проблемы могут проявиться только при широком изменении условий эксперимента. В связи с этим большое число различных переходов в газах, пригодных для получения генерации, должно быть крайне полезным.

#### IV.B. Зеемановское расщепление

Одно из наиболее интересных следствий процесса «притягивания» типов колебаний описано в работе<sup>87</sup>, где приведены результаты изучения влияния зеемановского расщепления на генерацию неон-гелиевого генератора. Верхний и нижний уровни рабочего перехода для сильной линии неона  $\lambda = 1,1523 \mu$  имеют полные моменты  $J = 1$  и  $2$  соответственно; уровни энергии в присутствии слабого магнитного поля имеют вид

$$E_i(H) = E_i(0) + g_i \beta m_i H, \quad (60)$$

где  $i = 2, 1$  для верхнего и нижнего уровней,  $m_i$  есть  $z$ -компонент углового момента состояния,  $\beta$  — магнетон Бора, а  $g_i$ -факторы можно рассчитать для каждого состояния в приближении  $jl$ -связи<sup>87</sup>. Если магнитное поле параллельно оси генератора, то при наблюдении вдоль поля получаются: 1) три перехода с левой круговой поляризацией ( $\Delta m = +1$ ) и частотами, отличающимися от  $|E_2(0) - E_1(0)|/\hbar$  на величины

$$-g_2\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right), -g_1\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right), -(2g_1 - g_2)\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right); \quad (61)$$

2) три перехода с правой круговой поляризацией ( $\Delta m = -1$ ) с частотами, сдвинутыми от значения при нулевом поле на

$$g_2\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right), g_1\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right), (2g_1 - g_2)\left(\frac{\beta H}{\hbar}\right). \quad (62)$$

Вследствие теплового движения возбужденных атомов допплеровские ширины этих линий значительно перекрываются в области, где расщепление линейно по полю, и для  $g_1 \neq g_2$  задача оказывается очень сложной. Однако в предельном случае  $g_1 = g_2 \equiv g$ , который приближенно описывает линию  $\lambda = 1,1523 \mu$ , мы просто имеем две невзаимодействующие, допплеровски-уширенные линии, смещающиеся в различных направлениях при увеличении поля. Этот случай качественно иллюстрируется рис. 19, где допущено, что частота резонатора совпадает с центром нерасщепленной линии. Поэтому для света, поляризованного по правому кругу,

$$v_D^+ = v_c + \frac{g\beta H}{h}, \quad (63)$$

а для левой поляризации

$$v_D^- = \frac{v_c - g\beta H}{h}. \quad (64)$$

Поскольку эти распределения не зависят друг от друга (например, свет с поляризацией по правому кругу не усиливается распределением с  $v_D^-$ ), возможна одновременная генерация на обоих типах колебаний с круговой поляризацией. Ес-

ли расщепление мало в сравнении с расстоянием между частотами типов колебаний, генерация начинается для обеих поляризаций на одной и той же частоте. В отсутствие магнитного поля эти два генерируемых излучения складываются вместе и дают линейно поляризованную волну с частотой  $v_c$ . Однако магнитное поле меняет эффект «притягивания» типов колебаний, причем по-разному для типов колебаний с различными круговыми поляризациями. Следовательно, в присутствии магнитного поля эти два типа колебаний складываются так, что дают линейно поляризованную волну, у которой плоскость поляризации вращается вокруг оси генератора на половину разности между двумя частотами генерации. Этот эффект дает амплитудную модуляцию излучения генератора на разностной частоте  $v_0^+ - v_0^-$ , если используемый при исследовании приемник света реагирует только на излучение с одной плоскостью поляризации. Допплеровская ширина одинакова для этих двух распределений, а для идеального плоскопараллельного интерферометра Фабри—Перо и потери также одинаковы для обоих генерирующих типов колебаний. Следовательно, для оценки порядка величины эффекта можно подставить (63) и (64) в (40), что дает

$$v_0^+ - v_0^- \approx \frac{2g\beta H}{h} \frac{\Delta v_c}{\Delta v_D}. \quad (65)$$

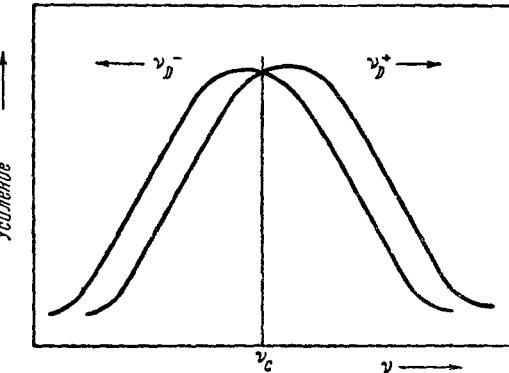


Рис. 19. Модель, использованная в <sup>87</sup> для объяснения зееман-эффекта в гелий-неоновом квантовом генераторе.

Для реальных значений параметров уравнение (65) дает частоту около 600 гц/гс — значение, полученное для генератора, который описан в <sup>87</sup>. Хотя представляется ясным, что эта интерпретация качественно правильна, по-видимому, существуют многочисленные эффекты второго порядка, которые, как известно, связаны с процессом смещения типов колебаний и которые не позволяют использовать этот подход к задаче для точного измерения  $g$ -факторов уровней атомов генератора.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., and D. R. Herriott, Phys. Rev. Letts. 6, 106 (1961); в сб. *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 18—49.
2. P. Rabinowitz, S. Jacobs and G. Gould, Appl. Opt. 1, 513 (1962).
3. W. R. Bennett, Jr., W. L. Faust, R. A. McFarlane and C. K. N. Patel, Phys. Rev. Letts. 8, 470 (1962).
4. A. D. White and J. D. Rigden, Proc. IRE 50, 1697 (1962).
5. C. K. N. Patel, W. R. Bennett, Jr., W. L. Faust and R. A. McFarlane, Phys. Rev. Letts. 9, 102 (1962).
6. R. A. McFarlane, C. K. N. Patel, W. R. Bennett, Jr., and W. L. Faust, Proc. IRE 50, 2111 (1962).
7. W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. K. N. Patel and C. G. B. Garrett, Appl. Phys. Letts. 1, 85 (1962).
8. A. Javan, E. A. Ballik and W. L. Bond, JOSA 52, 96 (1962) (см. перевод в сб. «Лазеры». М., ИЛ, 1963).
9. W. R. Bennett, Jr., Phys. Rev. 126, 580 (1962) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963).
10. A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
11. А. М. П р о х о р о в, ЖЭТФ 34, 1658 (1958).
12. R. H. Dicke, U. S. Patent 2851652 (Sept. 9, 1958).
13. E. J. Gordon (в печати).
14. A. G. Fox and T. Li, Bell Syst. Tech. J. 40, 453 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры». М., ИЛ, 1963); Proc. IRE 48, 1904 (1960); в сб. *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 309.
15. G. D. Boyd and J. P. Gordon, Bell Syst. Tech. J. 40, 489 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры». М., ИЛ, 1963).
16. G. D. Boyd and H. Kogelnik, Bell. Syst. Tech. J. 41, 1347 (1962).
17. W. W. Rigrod, H. Kogelnik, D. J. Brangaccio and D. R. Herriott, J. Appl. Phys. 33, 743 (1962).
18. См., например, D. Alpern, В сб. *Hand. d. Phys.*, Bd. 12, Red. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, 1958, стр. 609.
19. W. R. Bennett, Jr., and P. J. Kindlmann, Rev. Sci. Instr. 33, 601 (1962).
20. См., например: А. М и т ч е л л и М. З е м а н с к и й, Резонансное излучение и возбужденные атомы, М., ОНТИ, 1937.
21. W. R. Bennett, Jr., В сб. *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press., New York, 1961, стр. 28—43.
22. W. R. Bennett, Jr., and P. J. Kindlmann (в печати).
23. C. K. N. Patel, J. Appl. Phys. 33, 3194 (1962).
24. R. Kompfner and W. W. Rigrod, частное сообщение.
25. W. R. Bennett, Jr., Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 15 (1962).
26. W. R. Bennett, Jr., W. L. Faust and R. A. McFarlane, неопубликованная работа.
27. T. Holstein, Phys. Rev. 72, 1212 (1947); 83, 1159 (1951).
28. Г. М е с с и и Э. Б а р х о п, Электронные и ионные столкновения, М., ИЛ, 1958.
29. D. R. Bates and A. Damgaard, Phil. Trans. A242, 101 (1950).
30. S. Hегон, R. W. P. McWhirter and E. H. Hodderick, Proc. Roy. Soc. A234, 565 (1956).
31. W. R. Bennett, Jr., A. Javan and E. A. Ballik, Bull. Am. Phys. Soc. 5, 496 (1960).
32. A. V. Phelps, Phys. Rev. 99, 1307 (1955); A. V. Phelps and J. P. Molnar, Phys. Rev. 89, 1202 (1953).
33. В. А. Фабрикант, Докторская диссертация (ФИАН СССР им. П. Н. Лебедева, 1939); Тр. ВЭИ, вып. 41, 236, 254 (1940).
34. J. H. Sanders, Phys. Rev. Letts. 3, 86 (1959).
35. A. Javan, Phys. Rev. Letts. 3, 87 (1959).
36. A. Javan, в сб. *Quantum Electronics*, ed. by C. H. Townes, Columbia Univ. Press, New York, 1960, стр. 564—571.
37. Н. Г. Б а с о в и О. Н. К р о х и н, ЖЭТФ 39, 1777 (1960).
38. Н. Г. Б а с о в и О. Н. К р о х и н, Appl. Opt. 1, 213 (1962).
39. В. А. Фабрикант, ЖЭТФ 41, 524 (1961).
40. В. А. Фабрикант, Изв. АН СССР, сер. физ. 26, 61 (1962).
41. R. C. Ward, Aerospace Tech. Report TDR-930 (2250-20) TN-1.
42. W. R. Bennett, Jr., Ann. Phys. 18, 367 (1962).
43. Л. Ландau, Phys. Z. Sowjetunion 2, 46 (1932).
44. С. Zener, Proc. Roy. Soc. 137, 696 (1932).

45. E. Stueckelberg, *Helv. Phys. Acta* 5, 370 (1932).
46. D. R. Bates and B. L. Moiseiwitsch, *Proc. Phys. Soc. (London)* A67, 805 (1954); D. R. Bates and J. T. Lewis, там же A68, 173, (1955); *Proc. Roy. Soc. A*240, 437 (1957); A243, 15 (1957); A245, 299 (1958); *Proc. Phys. Soc. A*68, 227 (1959); Л. А. Вайнштейн, Л. П. Пресняков, И. И. Собельман, *ЖЭТФ* 43, 518 (1962).
47. Ф. А. Бугаева и В. А. Фабрикант, в сб. памяти Г. С. Ландсберга «Исследования по экспериментальной и теоретической физике», М., Изд.-во АН СССР, стр. 62—70.
48. С. Г. Раутиан и И. И. Собельман, *ЖЭТФ* 39, 217 (1960).
49. В. К. Аблеков, М. С. Песин и И. Л. Фабелинский, *ЖЭТФ* 39, 892 (1960).
50. W. R. Bennett, Jr., AFC Tech. Information Service Report, CU-195 (May 1959), (Doctoral Thesis), стр. 33, 57.
51. R. Ladenburg, *Revs. Mod. Phys.* 5, 243 (1933).
52. A. Javan and W. R. Bennett, Jr., неопубликованная работа; некоторые сведения об этой работе содержатся в<sup>1</sup>.
53. D. R. Herringott, в сб. *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 44—49; *JOSA* 52, 31 (1962) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963).
54. W. R. Bennett, Jr., неопубликованная работа.
55. R. A. McFarlane, частное сообщение.
56. G. Racah, *Phys. Rev.* 61, 537 (1942).
57. G. F. Koster and H. Statz, *J. Appl. Phys.* 32, 2054 (1961).
58. E. E. Benton and W. W. Robertson, *Bull. Amer. Phys. Soc. II*, 7, 114 (1962).
59. J. D. Rigden and A. H. White, *Proc. IRE* 50, 2366 (1962).
60. A. L. Bloom, W. E. Bell and R. E. Rempele, *Appl. Opt.* 2, 317 (1963).
61. M. A. Biondi, *Phys. Rev.* 88, 660 (1952).
62. C. Boeckner, *J. Res. NBS* 5, 13 (1930).
63. G. Gould, неопубликованное предложение, переданное в ARPA (Дес. 1958), см.<sup>2</sup>.
64. H. Z. Cummins, I. Abella, O. S. Heavens, N. Knable, and C. H. Townes, *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York 1961, стр. 12.
65. S. Jacobs, P. Rabinowitz and G. Gould, *JOSA* (в печати); см. также<sup>66</sup>.
66. S. Jacobs, G. Gould and P. Rabinowitz, *Phys. Rev. Letts.* 7, 415 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963).
67. W. R. Bennett, Jr., and A. Javan, не опубликовано. Примечание, в котором сообщается об указанном факте, к сожалению, выпало при публикации работы<sup>3</sup>.
68. L. Le feuvre, *Compt. rend.* 200, 1752 (1935).
69. Уровни энергии атомов взяты из книги: C. Moore, *Atomic Energy Levels*, vol. I—II, U. S. Government Printing Office, Washington, D. C., 1949, Уровни энергии молекулы  $O_2$  взяты из книги: Г. Герцберг, *Спектры и строение двухатомных молекул*, М., ИЛ, 1949, Энергии диссоциации определены по данным: L. M. Vargassom and S. J. Smith, *Phys. Rev.* 98, 1127 (1955).
70. W. R. Bennett, Jr., W. L. Faust, R. A. McFarlane and C. K. N. Patel, неопубликованная работа; сведения о ней содержатся в<sup>3</sup>.
71. R. F. Kingsbury, *Phys. Rev.* 99, 1846 (1955).
72. W. P. Jesse and J. Sadauskis, *Phys. Rev.* 100, 1755 (1955).
73. C. C. Lin and R. G. Fowler, *Ann. Phys.* 15, 461 (1961).
74. J. A. Hornbeck and J. P. Molnar, *Phys. Rev.* 84, 621 (1951).
75. W. L. Faust, R. A. McFarlane and C. K. N. Patel (в печати).
76. A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen and P. O. Johnson, *Phys. Rev.* 99, 1691 (1955).
77. C. H. Townes, в сб. *Advances in Quantum Electronics*, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 3.
78. R. A. Raanen, *Proc. IRE* 50, 2115 (1962).
79. См., например, J. H. Van Vleck, в сб. *Radiation Laboratory Series*, Vol. 13, McGraw-Hill, New York, 1948, гл. 8.
80. См., например, приложение 1 в<sup>9</sup>.
81. D. E. Thomas (см. *Bell Syst. Tech. J.* 42, 673 (1963)) расширил свои Tables of Phase of a Semi-Infinite Unit Attenuation Slope, Bell System Monograph 2550, так что стало возможным решать численно задачи такого типа.
82. Уравнение (55) численно идентично с уравнением (15) из<sup>9</sup> в расширенной форме.
83. R. A. McFarlane, W. R. Bennett, Jr., A. Javan and W. E. Lamb, Jr. *Appl. Phys. Letts.* 2, 189 (1963).

84. W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. (в печати). Автор особенно благодарен проф. Лэмбу за ознакомление с этой работой до ее опубликования и за многочисленные полезные дискуссии.
85. A. J. Rask, частное сообщение.
86. A. Javaid, частное сообщение.
87. H. Statz, R. A. Raapanen and G. F. Koster, Bull. Am. Phys. Soc. II, 7, 195 (1962). Дальнейшие результаты находятся в печати.
88. A. D. White, E. J. Gordon, J. D. Rigden, Appl. Phys. Letts. 2, 91 (1963).
89. R. A. Raapanen and D. L. Bobroff, Appl. Phys. Letts. 2, 99 (1963).

*Приимечания переводчиков.* 1. Абсолютные измерения мощности генерации  $\lambda=0,6328 \mu$  приведены в работе <sup>88</sup>.  
2. Еще большее усиление (50 дБ/м) получено на переходе  $\lambda=3,507 \mu$  ксенона <sup>89</sup>.

---