1963 г. Ноябрь *Т. LXXXI, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОПТИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ *)

О. С. Хивенс

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение 507
II. Когерентность 508
III. Взаимодействие излучения с веществом 513
IV. Интерферометр Фабри—Перо 517
V. Условия генерации 520
VI. Методы возбуждения квантовых генераторов 524
VII. Твердые вещества для генераторов 528
VIII. Применения оптических квантовых генераторов 535
Цитированная литература 542

ВВЕДЕНИЕ

Вряд ли стоит говорить, что год-два назад средний оптик имел лишь поверхностное знакомство с вынужденным излучением. Упоминание о нем в стандартных учебниках оптики обычно всегда кратко — 1—2 страницы, чтобы убедить читателя в корректности вывода основных законов при рассмотрении взаимодействия излучения с веществом. До сих пор процесс вынужденного излучения играл в практически интересных условиях столь незначительную роль (по крайней мере для видимой области спектра), что членами уравнений, описывающими этот процесс, всегда можно было спокойно пренебрегать. Вопросы о когерентности излучения, испускаемого при этом процессе, и о соотношении между вынуждающим и вынужденном излучении едва затрагивались. Возможности практического использования вынужденного излучения, вероятно, уже обсуждались в течение 40 лет, прошедших с момента открытия эффекта, однако первые реальные предложения об этом были сделаны независимо Басовым, Прохоровым, Вебером и Таунсом. Первое успешное применение вынужденного излучения было выполнено в усилительном устройстве в 1954 г.[1]. В этом усилителе СВЧ активной средой служит аммиак NH_3; усиление происходит на частоте инверсионного перехода молекулы аммиака (24 000 *Мгц*). Лишь через несколько лет удалось осуществить квантовый генератор в оптической области спектра: в 1960 г. Мейман [2] построил оптический квантовый генератор на рубине — веществе, которое прежде широко использовалось в квантовых генераторах СВЧ. Генерация оптического излучения теперь получена во многих других твердых телах, в основном в ближней инфракрасной области спектра. Что касается газовых оптических генераторов, то первый из них, работающий на смеси He и Ne, описан в [3]. Очень скоро было выяснено, что этот генератор обладает некоторыми

*) O. S. Heavens, Optical Masers, Applied Optics, Supplement № 1 on Optical Masers, стр. 1—22 (1962). Перевод С. Г. Раутиана и А. С. Хайкина. Печатается с незначительными сокращениями.

замечательными свойствами. Ширина инфракрасной линии, излучаемой этим генератором, была на несколько порядков меньше, чем ширина других линий излучения в этой области спектра. Было найдено, что свойства генератора на He — Ne во многих отношениях близки к тому, что ожидалось из теоретических соображений.

Цель настоящей статьи — кратко описать основные идеи, лежащие в основе оптических квантовых генераторов. Одно из важнейших свойств квантового генератора состоит в том, что он может работать как источник когерентного излучения. Несмотря на то, что представления о когерентности (в классической и в квантовой форме) установились уже давно, недавняя дискуссия показала, что существует некоторая неясность. Поэтому в статью включен краткий параграф, который, можно надеяться, напомнит читателю важные результаты, полученные в этой области. Понятия пространственной и временно́й когерентности (в классическом смысле) волнового поля хорошо известны. Эти различные понятия изящно объединены с помощью функции взаимной когерентности, описанной в разделе II. В связи с этим следует заметить, что квантовый генератор дает весьма когерентное излучение значительной мощности. Расположив в фокусе линзы достаточно малое отверстие, можно от произвольного источника получить плоскую волну с высокой пространственной когерентностью. Если источник недостаточно монохроматичен (т. е. излучение имеет малую временну́ю когерентность), то излучение можно монохроматизировать, пропустив его через ряд интерферометров Фабри — Перо с последовательно увеличивающимися толщинами. Для света, прошедшего по оси интерферометров, можно получить любую необходимую монохроматичность. Однако в обоих этих случаях мощность полученного когерентного излучения уменьшается до нуля с ростом когерентности. Квантовый генератор является источником весьма когерентного излучения со значительной мощностью благодаря направленности излучения (характерной для квантовых генераторов), а также благодаря сужению спектра излучения (обусловленному регенеративной природой процесса вынужденного излучения).

Взаимодействие излучения с веществом рассматривается в разделе III, причем обращено особое внимание на оптическое излучение. Приведены результаты полуклассического и квантового рассмотрения излучения в свободном пространстве, а также исследованы свойства системы вещество + излучение, заключенной в резонатор. Интерферометр Фабри — Перо рассмотрен в разделе IV. Условия генерации рассмотрены в разделе V, где также приведены результаты для ширины спектра излучения и выходной мощности. Кроме того, рассмотрен трехуровневый генератор и введены приближения, пригодные в оптической области спектра. Полный обзор свойств газовых квантовых генераторов дан в статье Беннетта [93]. Возбуждение генераторов рассмотрено в разделе VI, а в разделе VII дан обзор свойств генераторов, имеющих твердое тело в качестве активной среды. В разделе VIII обсуждены различные применения квантовых генераторов, начиная с фундаментальных физических экспериментов и кончая техническими применениями.

II. КОГЕРЕНТНОСТЬ

II.A. Функция взаимной когерентности

Понятие когерентности в обычном учебнике вводится как прикладное. Когерентность есть свойство волновых полей в различных частях экспериментальной установки, по которому можно судить, будет ли наблюдаться интерференция в некоторой части установки. Если свет от двух источни-

ков, как в классическом эксперименте с двумя щелями, дает интерференционную картину, то она может служить мерой когерентности между возмущениями от двух источников света. Если оба источника имеют одинаковую яркость (или щели — одинаковую ширину), то интерференционные полосы с единичной видностью можно считать признаком полной когерентности источников; отсутствие интерференции (нулевая видность картины) соответствует полной некогерентности. Обычно вопрос о когерентности решается рассмотрением амплитуд и фаз волнового поля. Хотя это и позволяет легко вычислить распределение энергии в интерференционной картине, однако могут возникнуть трудности, обусловленные тем, что амплитуды и фазы нельзя определить непосредственно. Поскольку поле есть функция и пространственных координат, и времени, принято разделять пространственную и временну́ю когерентность. Представим себе почти монохроматический источник света небольшого размера, находящейся в фокусе линзы; тогда излучение, прошедшее через линзу, будет состоять из почти плоских волн. Возмущения, производимые светом в разных точках плоскостей, перпендикулярных к оси линзы, в каждый данный момент связаны между собой, что указывает на пространственную когерентность. Если ширина спектра источника невелика, то возмущение в некоторой точке в данный момент времени связано с возмущением в этой же точке в другие моменты, что указывает на временну́ю когерентность. Эти различные аспекты одного понятия можно исследовать с помощью двух интерферометров Майкельсона.

В двухлучевом интерферометре можно изменять время прохождения светом одного из плеч, что приводит к изменению интенсивности интерференционной картины в зависимости от времени прохождения. Фурье-преобразование результирующей кривой даст распределение энергии источника по частотам, т. е. меру временно́й когерентности. В звездном интерферометре интенсивность картины меняется в зависимости от расстояния между зеркалами. В этом случае фурье-преобразование дает распределение энергии источника в пространстве. До сих пор при рассмотрении когерентности мы не учитывали каких-либо флуктуационных эффектов и предполагали, что время наблюдения велико по сравнению со всеми характерными временами процессов излучения.

Синтез двух кажущихся различными аспектов когерентности изящно осуществляется введением функции взаимной когерентности [4]. Эта функция определена таким способом, что охватывает и временно́й, и пространственный аспекты когерентности; она обладает свойствами, позволяющими найти полное и удовлетворительное описание когерентности.

Нормированная функция взаимной когерентности γ_{12} определяется соотношением

$$\gamma_{12}(\tau)=\frac{\langle V_1(t+\tau)\,V_2^*(t)\rangle}{\sqrt{I_1 I_2}}\,, \tag{2,1}$$

где V_1 и V_2 — аналитические сигналы, т. е. функции пространственных координат и времени, представляющие поля в точках P_1 и P_2. I_1 и I_2 — усредненные по времени интенсивности в этих точках. Мы можем выразить γ_{12} через наблюдаемые величины, заметив, что видность $V(Q)$ интерференционной картины в точке Q, такой, что $P_1Q \sim P_2Q = c\tau$, может быть записана в виде

$$V(Q)=\frac{2\,|\gamma_{12}(\tau)|}{\left(\frac{I(1)}{I(2)}\right)^{1/2}+\left(\frac{I(2)}{I(1)}\right)^{1/2}}\,, \tag{2,2}$$

где $I(1)$ — интенсивность в точке Q света, приходящего только из P_1, и $I(2)$ — интенсивность в Q света, приходящего только из P_2. Для того чтобы уравнение (2,1) давало удобное определение γ_{12}, нужно, чтобы ширина спектра излучения была мала по сравнению с центральной частотой спектра, что обычно имеет место в источнике с линейчатым спектром.

Из (2,2) мы видим, что если существует точка Q', такая, что

$$V(Q') = \frac{2}{\left(\frac{I(1)}{I(2)}\right)^{1/2} + \left(\frac{I(2)}{I(1)}\right)^{1/2}}, \tag{2,3}$$

то поля излучения в P_1 и P_2 можно считать полностью когерентными между собой. Функция взаимной когерентности выражается через наблюдаемые интенсивности и видность картины следующим образом:

$$|\gamma_{12}| = \frac{V}{2}\left[\left(\frac{I(1)}{I(2)}\right)^{1/2} + \left(\frac{I(2)}{I(1)}\right)^{1/2}\right]. \tag{2,4}$$

Полезность такого рассмотрения подтверждается результатом теоремы Ван-Ситтерта и Цернике, которая гласит, что определенная таким способом функция взаимной когерентности удовлетворяет волновому уравнению. Легко найти свойства такой функции взаимной когерентности, так как свойства волн и волновых полей хорошо известны. Пусть мы имеем круглый источник света и нужно узнать, как величина γ_{12} меняется с расстоянием от центра O экрана S_c (измеренным перпендикулярно к линии, соединяющей O с центром источника).

Для этого нам просто нужно заменить источник частью сферической волны с центром в O. При этом изменение интенсивности дифракционной картины в O дается хорошо известной суммой Эйри. Таким образом, мы сразу получаем результат: волновое поле вокруг O когерентно на расстоянии, сравнимом с диаметром центральной части диска Эйри. Если величина γ_{12} должна превосходить 0,88 (что соответствует высокой степени когерентности), то площадь когерентности A на расстоянии R от источника с площадью S дается выражением

$$A = \frac{0{,}06R^2\lambda^2}{S}, \tag{2,5}$$

причем предполагается, что углы лучей с осью малы.

Если приведенное здесь описание когерентности применять к весьма когерентным источникам, то результаты будут справедливыми, если только время наблюдения велико по сравнению с временем когерентности. В случае коротких времен наблюдения описанные выше соображения приведут к неограниченному времени когерентности. При коротких временах наблюдения корреляционные интегралы (например, используемые при вычислении средних значений (2,1)) должны определяться на конечном интервале времени, равном времени наблюдения [5].

II.Б. Флуктуации

Флуктуации напряженности электромагнитного поля в некоторой точке можно изучить с помощью биений между различными фурье-компонентами, представляющими поле излучения. Эти биения определяются спектральным распределением самого поля и временем наблюдения. (Даже если бы поле представляло собой строго монохроматическое возмущение, то, отвлекаясь от трудности с бесконечной плотностью энергии, наблюдение на конечном интервале времени дало бы тот же результат, что и конечный цуг волн с конечной шириной фурье-преобразования.) Экспериментальное наблюдение флуктуаций электромагнитного поля

оказалось очень трудным из-за относительно сильного дробового шума обычных приемных систем. Так, в классических опытах [6] относительное количество фотоэлектронов сигнала и шума было порядка 10^{-5} при наблюдениях в видимой области. Хотя квантовые генераторы дают весьма интенсивное излучение, интерпретация опытов по изучению их флуктуаций труднее, чем для обычных источников.

Альтернативный способ описания флуктуаций в электромагнитном поле состоит в рассмотрении статистики появления фотонов на приемнике. В работе [6] определялась корреляция между фототоками в двух приемниках, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. Весьма близкие, по существу, опыты описаны в [7]. Результаты этих экспериментов можно понять, учтя тот факт, что фотоны в тепловом поле излучения подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, для которой среднеквадратичная флуктуация при наблюдении $\bar{n}$ фотонов есть

$$\frac{(\delta n)^2}{\bar{n}^2} = \frac{1}{\bar{n}} + 1, \tag{2,6}$$

в то время как для частиц, подчиняющихся статистике Максвелла — Больцмана, эта величина равна $1/\bar{n}$. Принимая довольно простую классическую точку зрения о конечном цуге волн, соответствующем фотону, мы можем истолковать флуктуации, превышающие случайные, как указание на интерференцию между эквивалентными цугами различных фотонов. Заметим, что для частиц Максвелла — Больцмана не существует таких интерференционных эффектов, что обусловлено принципом неразличимости, а также тем, что любое число частиц в этой статистике может иметь одинаковые обобщенные координаты. Для электронов, распределение которых определяется принципом исключения, наблюдаемые флуктуации будут меньше, чем для частиц со статистикой Максвелла — Больцмана.

Легко найти соотношение между понятием когерентности, вводимой через классические флуктуации поля, и описанием квантованного поля, включающим принцип неопределенности. Если мы рассмотрим излучение, проходящее через данную площадь в данном телесном угле по заданному направлению, то соответствующий объем фазового пространства будет зависеть от диапазона направлений, связанных с неопределенностью поперечной компоненты импульса, и от спектральной ширины линии (связанной с неопределенностью составляющей импульса вдоль направления распространения).

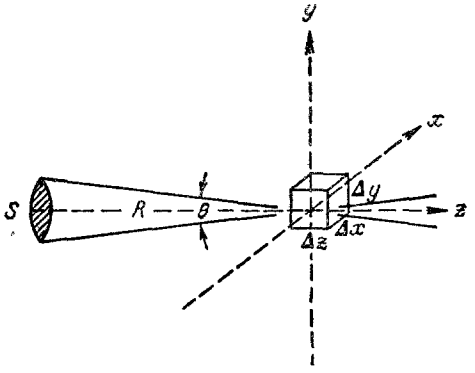

Рис. 1. Координатная система, используемая при обсуждении когерентности.

Соотношение неопределенности устанавливает предел разрешения, равный h^3, для представления объема фазового пространства. Легко показать, что с излучением источника S, которое проходит через площадь A, определяемую формулой (2,5), связан объем фазового пространства порядка h^3. Рассмотрим объем $\Delta x\,\Delta y\,\Delta z$, через который излучение от источника проходит в направлении z. Если из этого объема источник виден под углом θ, то неопределенность поперечных составляющих импульса $\Delta p_x \sim \Delta p_y$ будет $\sim h\theta/\lambda$. Неопределенность продольной составляющей будет $\sim h\Delta\nu/c$, где $\Delta\nu \sim c/\Delta z$. Поэтому соответствующий фазовый объем $d\tau = \Delta p_x\,\Delta p_y\,\Delta p_z\,\Delta x\,\Delta y\,\Delta z$ есть $\theta^2 h^3\ x\,\Delta y/\lambda^2$. Из рис. 1 находим,

что $\theta^2 \sim S/R^2$, так что

$$d\tau \sim \frac{h^3 S \Delta x \Delta y}{R^2 \lambda^2}.$$

Сравнение с (2,5) показывает, что если $\Delta x\ \Delta y$ есть площадь, на которой требуется высокое значение функции взаимной когерентности, то соответствующий фазовый объем по порядку величины есть h^3.

II.В. Вырождение фотонов

Число фотонов в данном квантовом состоянии характеризует вырождение поля фотонов. Вырождение можно связать с описанной выше площадью когерентности следующим образом. Если спектральная ширина излучения есть $\Delta\nu$, то время когерентности грубо определится как $\tau = 1/\Delta\nu$. Из соотношения между площадью когерентности и соответствующим фазовым объемом мы можем найти, что все фотоны, прошедшие через площадь когерентности за время τ, когерентны и образуют вырожденную систему. Таким образом, вырождение можно характеризовать числом фотонов, которые проходят через площадь

$$A = \frac{\beta R^2 \lambda^2}{S}$$

(где β — константа, определяемая требуемой степенью когерентности) за время $\tau = 1/\Delta\nu$. Пусть $n(\nu)\ d\nu$ есть число фотонов, излученных за единицу времени в единичный телесный угол с единичной площади источника S; тогда число фотонов в телесном угле $d\Omega = A/R^2$ есть

$$\frac{n(\nu)\ d\nu\ SA}{R^2} = \beta\lambda^2 n(\nu)\ d\nu \equiv \delta.$$

Это соотношение строго применимо лишь к поляризованному излучению; в случае неполяризованного излучения параметр вырождения будет $\delta/2$. Для излучения абсолютно черного тела получим

$$\delta = \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right]^{-1}, \tag{2,7}$$

так как плотность энергии в единичном телесном угле есть $c\varrho_P(\nu)/4\pi$, где $\varrho_P(\nu)$ дается формулой Планка. В видимой области спектра при любой доступной температуре величина δ для черного излучения много меньше единицы. Излучение квантовых генераторов имеет $\delta \sim 10^{12}$—10^{15}.

II.Г. Когерентность излучения квантовых генераторов

Теперь мы проверим, остаются ли справедливыми концепции пп. II.А—II.В при применении их к полям излучения квантовых генераторов. Между «обычным» излучением и излучением квантовых генераторов могут существовать различия более фундаментальные, нежели те, которые обусловлены огромной величиной вырождения излучения квантовых генераторов (значительно превышающей вырождение полей теплового, невырожденного излучения). Если существуют качественные различия, то описанный выше подход к проблеме когерентности, использующий в качестве мерила функцию взаимной когерентности, может оказаться неприемлемым для излучения квантовых генераторов.

Различие между тепловым и когерентным излучением можно пояснить, рассмотрев результат фотогетеродинирования данного узкополосного

сигнала с отдельными монохроматическими сигналами, отличающимися по фазе на $\pi/2$. При таком смешении получатся два компонента, сдвинутые на 90° и определяющие (комплексный) вектор амплитуды. При некогерентном источнике конец этого вектора движется случайным образом вокруг начала координат комплексной плоскости. Каждый из компонентов имеет гауссово распределение с максимумом в нуле. При отличной от нуля разности частот между сигнальным и гетеродинирующим полем на случайное движение вектора амплитуды наложен круговой дрейф. Такое описание применимо к полю излучения, создаваемому при некоррелированной (спонтанной) эмиссии. Последняя имеет место в атомных системах, с которыми излучение находится в равновесии. Для поля излучения, создаваемого преимущественно вынужденным излучением, картина получается совсем другая. Так как в процессе вынужденного излучения имеет место корреляция фазы, наиболее вероятная величина вектора амплитуды при гетеродинировании не будет равна нулю. В этом случае флуктуации происходят около средней величины, представляемой кругом на комплексной плоскости. Амплитуда при этом стремится к ненулевому значению. Спонтанное же излучение даст пик в центре распределения. Этот пик, однако, может быть несущественным при большой мощности вынужденного излучения.

Такое рассмотрение излучения квантовых генераторов предложено Мэнделом [94]. Он подчеркнул, что хотя введенная выше функция взаимной когерентности является удобной величиной для описания теплового (гауссова) излучения, она может оказаться непригодной при анализе негауссова излучения квантовых генераторов. Фактически могут оказаться возможными проявления когерентности в каком-либо негауссовом излучении, для которого функция взаимной когерентности равна нулю.

III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

III.А. Вероятности переходов

Многие свойства оптических квантовых генераторов могут быть легко изучены с помощью процессов излучения и поглощения, имеющих место, когда атомная система взаимодействует с излучением. При анализе взаимодействия можно применять теорию возмущений первого порядка, при условии, что эти взаимодействия слабы. Мы приведем результаты анализа задачи, полученные как полуклассическими, так и целиком квантовомеханическими методами. Описанная задача легко решается в случае свободного пространства. При определенных обстоятельствах необходимо принимать в расчет изменения, возникающие при помещении системы в резонатор. Этот вопрос рассмотрен в п. III.Б.

При полуклассическом методе внимание сосредоточено на двух энергетических уровнях атомной системы, находящейся в поле излучения. Предполагается, что излучение имеет конечную плотность энергии при частотах, близких к соответствующим частотам переходов между рассматриваемыми уровнями. При допущении, что система находится преимущественно в состоянии, соответствующем одному из двух уровней, вычисляется вероятность перехода на другой уровень для случая, когда система подвержена возмущению. Если допустить, что возмущение имеет вид дипольного взаимодействия с классическим электромагнитным полем, вероятность перехода оказывается отличной от нуля лишь для частот поля, близких к боровской частоте, соответствующей переходу между уровнями. Если система в начальный момент времени находилась на нижнем уровне, то могут происходить переходы с поглощением; если начальное

состояние верхнее, то поле вынуждает излучательные переходы вниз. Ограничившись случаем, когда продолжительность возмущения очень мала в сравнении с временами любого другого процесса взаимодействия, мы получим вероятность перехода P_{nm} на атом за единицу времени для перехода из состояния n в состояние m:

$$P_{nm} = \frac{4\pi^2\mu_{nm}^2\varrho(\omega_{nm})}{3\hbar^2}, \tag{3,1}$$

где $\varrho(\omega_{nm})$ — плотность излучения при (угловой) частоте ω_{nm} и μ_{nm}^2 — квадрат матричного элемента дипольного момента,

$$\mu_{nm}^2 = e^2\left|\int \psi_m^* r \psi_n \, d\tau\right|^2. \tag{3,2}$$

Эта величина может быть вычислена, если известны аналитические или численные выражения для волновых функций состояний n и m.

Следует ожидать, что классический анализ поля излучения согласно принципу соответствия будет справедлив для случая, когда число фотонов, связанных с осцилляторами поля излучения, много больше единицы. Этот случай соответствует полям теплового излучения при нормальных температурах и примерно на частотах, меньших 10^{12} *гц*. В диапазоне СВЧ и при более низких частотах единственно существенными являются процессы поглощения и вынужденного излучения.

При квантовом описании поля вероятность перехода тоже можно вычислить в приближении теории возмущений первого порядка. Однако в этом случае кроме процесса поглощения (зависящего от поля) появляются два процесса излучения, из которых от поля зависит только один. Вместо уравнения (3,1) для вероятности перехода вниз на один атом в единицу времени получим

$$P'_{nm} = \frac{4\pi^2\mu_{nm}^2\varrho(\omega_{nm})}{3\hbar^2} + \frac{4\omega_{nm}^3\mu_{nm}^2}{3\hbar c^3}. \tag{3,3}$$

Первый член определяет индуцированное полем (или стимулированное, вынужденное) излучение, в то время как второй член описывает спонтанное излучение.

Легко проверить, что при значениях $\varrho(\omega_{nm})$, соответствующих тепловому излучению при температурах обычных оптических источников, член, описывающий спонтанное излучение, значительно превосходит член, описывающий вынужденное излучение. Следует подчеркнуть, что это простое деление процессов излучения на спонтанные и вынужденные связано с допущением малости энергии взаимодействия. Нельзя ожидать, что оно останется справедливым при больших плотностях поля излучения.

Переходы между уровнями атомной системы можно описать с помощью коэффициентов Эйнштейна следующим образом. Пусть заселенности уровней n и m ($E_n < E_m$) будут n_n и n_m; тогда число N_a актов поглощения в единицу времени можно записать так:

$$N_a = B_{nm}n_n\varrho(\nu_{nm}) = B'_{nm}n_n\varrho(\omega_{nm}) \tag{3,4}$$

и число N_e актов излучения в единицу времени:

$$N_e = B'_{mn}n_m\varrho(\omega_{nm}) + A_{mn}n_m. \tag{3,5}$$

Коэффициенты A_{mn}, B_{nm}, B_{mn} называются коэффициентами Эйнштейна. Для угловой частоты соответствующий коэффициент B' равен $2\pi B$. Рассматривая тепловое равновесие системы с полем излучения в свободном пространстве и сравнивая результирующее уравнение для $\varrho(\omega)$

с формулой Планка, находим, что $B'_{nm} = B'_{mn}$ и

$$\frac{A_{mn}}{B_{nm}} = \frac{\hbar\omega_{nm}^3}{\pi^2 c^3}.$$

Из (3,3) находим, что число переходов в единицу времени с уровня, на котором находятся n_m атомов, есть $P'_{nm}n_m$, так что из (3,3) и (3,5) имеем

$$A_{mn} = \frac{4\omega_{nm}^3\mu_{nm}^2}{3\hbar c^3} \tag{3,6}$$

и

$$B'_{nm} = \frac{4\pi^2\mu_{nm}^2}{3\hbar^2}. \tag{3,7}$$

Таким образом, если известен матричный элемент дипольного момента, можно вычислить вероятности спонтанного и вынужденного переходов.

III.Б. Относительные вероятности вынужденного и спонтанного излучения

Разлагая поле излучения в свободном пространстве по типам колебаний, мы находим, что плотность типов колебаний при частоте ω есть $2\omega^2/\pi^2c^3$. Число фотонов в типе колебаний есть

$$\bar{n} = \frac{\varrho(\omega)/\hbar\omega}{2\omega^2/\pi^2c^3} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1} \tag{3,8}$$

для теплового излучения с температурой T. Из (3,6) и (3,7) ясно, что отношение числа вынужденных актов излучения к числу спонтанных есть просто

$$R = \frac{B'\varrho(\omega)}{A} = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1} = \bar{n}. \tag{3,9}$$

Таким образом, число спонтанных актов излучения в секунду в данный тип колебаний равно вероятности вынужденного излучения, индуцированного одним фотоном, в этот тип колебаний.

Выше мы рассмотрели взаимодействия с полем теплового (некогерентного) излучения в свободном пространстве. Вынужденное излучение происходит в результате взаимодействия с полем теплового излучения. Для оптической области спектра ($\hbar\omega \gg kT$) величина $\bar{n}$, следовательно и R, мала, так что преобладает спонтанное излучение.

Чтобы использовать индуцированную часть излучения, плотность поля излучения на частотах соответствующих переходов повышают с помощью резонаторов. При этом возникает вопрос, остаются ли справедливыми предыдущие выводы о вероятностях спонтанного и вынужденного излучения? Так как присутствие стенок разонатора изменит распределение типов колебаний, мы должны ожидать, что вероятность спонтанного излучения изменится. (Можно представить себе, что спонтанное излучение вынуждается нулевыми колебаниями поля. Это поле зависит от резонансных свойств объема, содержащего нашу систему.) Пусть имеем резонатор добротности Q с шириной резонанса δ_c, содержащий атомы со спектральной шириной перехода δ_m, причем $\delta_m \ll \delta_c$. Тогда [8] вероятность спонтанного излучения в резонатор есть $8\pi Q\mu^2/\hbar$ в единице объема, где μ — матричный элемент дипольного момента перехода. Таким образом, для резонатора с N_c типами колебаний имеем

$$f = \frac{\text{вероятность спонтанного излучения в резонаторе}}{\text{вероятность спонтанного излучения в свободном пространстве}} = \frac{3N_c\lambda^3 Q}{4\pi^2}. \tag{3,10}$$

Полагая $Q \sim 100$ (типичная величина для оптических резонаторов), получаем $f \sim 10^{-12} N_c$. Таким образом, в резонаторе с небольшим числом типов колебаний (например, в волокне или в тонкослойной системе) вероятность спонтанного излучения может быть значительно уменьшена по сравнению со свободным пространством. Однако в резонаторе из двух зеркал, разделенных расстоянием, бóльшим их диаметров, число типов колебаний, в которые может происходить спонтанное излучение, примерно равно их числу в свободном пространстве. Телесный угол, под которым видны зеркала из атома, находящегося внутри резонатора, будет $\ll 4\pi$ *стер*.

Поле излучения в резонаторе, содержащем возбужденные атомы, будет состоять частью из теплового (некогерентного) поля, частью из когерентного поля, возникающего в результате взаимодействия вынужденного излучения атомов с резонатором. Поэтому важно определить отношение вероятностей спонтанного и вынужденного излучения в этом случае. Эта задача решена в ряде статей [9], где показано, что для получения физически реального результата необходимо учесть как ширину линии, соответствующей атомному переходу, так и потери в резонаторе. Только при этих условиях вероятности спонтанного и вынужденного излучения становятся определенными величинами. Как и следовало ожидать, в момент $t = 0$ (когда возбужденные атомы вводятся в резонатор) отношение вынужденного излучения к спонтанному равно $\bar{n}$, т. е. числу фотонов в типе колебаний для поля теплового излучения. Оба процесса излучения стремятся к стационарным значениям с различными скоростями. Постоянная времени вынужденного излучения зависит лишь от ширины линии δ_m атомного перехода. Для спонтанного излучения постоянная времени зависит от ширины атомной линии и полуширины резонансной кривой резонатора. Отношение R' вероятностей вынужденного и спонтанного излучения за большой интервал времени стремится к величине

$$R' = \frac{\bar{n}}{(1 - \operatorname{erf} r) \exp r^2}, \tag{3,11}$$

где $r \equiv \delta_c/\delta_m$. При $r = 1$ $R' = 2{,}4\,\bar{n}$. Когда $\delta_c \to 0$, $R' \to \bar{n}$. Поэтому в длинном резонаторе Фабри — Перо с хорошо отражающими пластинами относительные вероятности вынужденного и спонтанного излучения примерно таковы же, как и в свободном пространстве. Когда отношение r становится очень большим, величина R' стремится к $\bar{n}\pi^{1/2} r$.

Другой подход к изучению временнóй зависимости энергии поля в резонансной системе, в которой имеют место вынужденное и спонтанное излучения, состоит в применении методики, развитой для изучения ядерного магнитного резонанса. Основное отличие здесь заключается в допущении относительно высоких потерь в оптическом резонаторе, в противоположность резонатору СВЧ. Такой подход использован в [10], где дано удобное геометрическое представление уравнений движения матрицы плотности. В этой работе установлены условия для двух способов работы генераторов — непрерывных релаксационных колебаний и мощных импульсов генерации.

III.В. Сдвиг частоты генерации

Сдвиг частоты генерации относительно нормальной линии излучения атома зависит от нескольких факторов. Если ширина атомной линии (допплеровская или естественная) много меньше ширины резонансной кривой, то эффект смещения частоты будет мал. При обратном же соотношении ширин частота генерации может быть смещена на значительную

долю ширины атомной линии, несмотря на то, что ширина генерируемой линии может быть на несколько порядков меньше, чем любая из двух других ширин (атомной линии или резонатора). Более того, точная частота генерации будет зависеть от заселенностей генерирующих уровней. Этот эффект возникает из-за разности между средним и действующим полями, равной при кубической симметрии «$(4\pi/3) \times$ *поляризация*» [11].

IV. ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ—ПЕРО

IV.А. Классические приближения

Один из простейших методов создания высокой плотности излучения для работы квантового генератора заключается в использовании интерферометра Фабри — Перо*). Для излучения, распространяющегося под малыми углами к оси, разонансные типы колебаний (или распределения стоячих волн) дают большую напряженность поля в пучностях стоячих волн. Эта система была использована в первом квантовом генераторе в оптической области спектра. Здесь речь идет об использовании интерферометра с внутренним источником света, т. е. о генерации, когда, в отличие от режима усиления, не нужен внешний источник светового сигнала.

В обычных курсах оптики при изложении теории ФП пренебрегают дифракционными потерями на зеркалах ограниченного размера. Суммируется бесконечное число отраженных волн; при этом пренебрегают дифракционным расширением пучка на краях. Классическое рассмотрение ФП показывает, что резонанс возможен при любых углах. Из приближенного же решения этой задачи, проведенного в [17], следует, что резонанс для внеосевого распространения волны должен иметь место при дискретных значениях углов. При этом допускается, что амплитуда волны, распространяющейся в системе, равна нулю на краях зеркал и что на поверхности зеркал фаза не меняется. Анализ ФП, проведенный Фоксом и Ли [12] (см. ниже), ясно показывает, что амплитуда волны не падает до нуля на краях зеркал, а также что фаза несколько меняется по поверхности зеркал. Различия в длинах волн между внеосевыми типами колебаний достаточно велики, чтобы их можно было заметить с помощью новой аппаратуры, которая создается в связи с развитием квантовых генераторов.

Несмотря на ограниченность геометрической оптики, использованной при рассмотрении плоских волн в ФП, анализ на этой основе отлично передает свойства такой системы. В работе Кастлера [13] обсуждены свойства ФП, содержащего внутри усиливающую среду, и вычислена интенсивность поля, получающаяся внутри ФП. Подобный анализ дан в [14]. Факторы, влияющие на свойства ФП, рассматриваются с классической точки зрения в [15].

IV.Б. Исследования Фокса и Ли

Проблема нахождения распределения поля в интерферометре с зеркалами ограниченного размера приводит к краевой задаче, которая не решается в явном виде. Методика, примененная Фоксом и Ли, такова. Представим себе однородную плоскую волну, начавшую двигаться с одного из зеркал ФП, и вычислим (с применением принципа Гюйгенса) распределение поля на другом зеркале. Найдя это распределение, берем отражающую волну за исходную и повторяем вычисления. После большого числа

*) Далее обозначается ФП. (*Прим. перев.*)

таких операций оказывается, что распределение амплитуды по зеркалам установилось и не меняется при последующих прохождениях волны (уменьшается лишь общая величина амплитуды из-за дифракционных потерь). Тогда можно допустить, что полученное распределение представляет собой нормальный тип колебаний системы. При расчетах зеркала считались полностью отражающими, однако их коэффициент отражения не влияет на распределение амплитуды.

Пусть $u_q(x_1, y_1)$ (рис. 2) есть распределение поля в плоскости (X_1, Y_1) после q прохождений. Тогда распределение поля в плоскости (X_2, Y_2) после $(q+1)$-го прохождения будет

$$u_{q+1}(x_2, y_2) = \frac{ik}{4\pi} \iint u_q(x_1, y_1) \frac{e^{-ikr}}{r} (1 + \cos\theta)\, dx_1\, dy_1, \qquad (4,1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, а интегрирование распространено на всю поверхность зеркал. Если существует стационарное решение описанного выше типа, то распределение поля можно записать в виде

$$u_q(x_2, y_2) = \left(\frac{1}{\gamma}\right)^q v(x_1, y_1), \qquad (4,2)$$

где γ — постоянная распространения, в общем случае комплексная, дающая сдвиг фазы при каждом прохождении. Из (4,1) и (4,2) получается интегральное уравнение

$$v = \gamma \frac{ik}{4\pi} \iint v(1 + \cos\theta) \frac{e^{-ikr}}{r}\, dx\, dy, \qquad (4,3)$$

которое решается численным методом для различных конфигураций ФП.

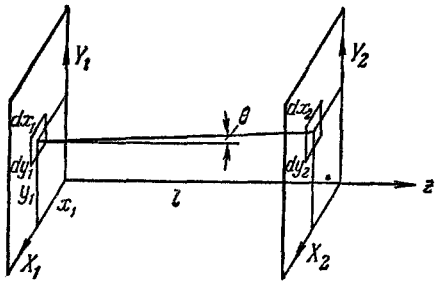

Рис. 2. Координатная система, используемая при вычислении распределения поля в плоскопараллельном интерферометре.

Решение проведено для трех случаев: 1) прямоугольные плоские зеркала, 2) круглые плоские зеркала, 3) конфокальные сферические зеркала.

Для бесконечно длинных зеркал шириной $2a$ или для круглых зеркал с радиусом a найдено, что в приближении

$$\frac{a^2}{l\lambda} \ll \left(\frac{l}{a}\right)^2$$

форма волны зависит лишь от волнового параметра $N_F = a^2/l\lambda$. (На самом деле установлено, что приближенное решение справедливо для $a^2/l\lambda = 5$ и $l/a = 25$.) При бесконечно длинных зеркалах с $N_F = 0{,}5$ амплитуда на краях зеркал равна примерно половине амплитуды в их центре. Амплитуда на краях, которая в известной степени определяет дифракционные потери за одно прохождение, уменьшается с увеличением N_F. При $N_F = 6{,}25$ амплитуда на краях составляет 18% от амплитуды в центре, а потери при одном прохождении — 0,69%. Для много бóльших значений N_F, обычно встречающихся в реальных резонаторах ФП, дифракционные потери при одном прохождении, таким образом, действительно очень малы.

Если в качестве исходной волны принять антисимметричное распределение, то получится стационарное антисимметричное решение. Так как волновые фронты для этих решений и для симметричных решений низших порядков почти плоские, можно для описания волн применить обычную для волноводной техники терминологию.

На рис. 3 приведены потери энергии за одно прохождение в зависимости от волнового параметра для прямоугольных и круглых зеркал. Во всех рассмотренных случаях потери за одно прохождение для антисимметричных типов колебаний оказались больше, чем потери для симметричных типов колебаний низших порядков.

При рассмотрении конфокальной системы (рис. 4) рекуррентное соотношение для распределения поля имеет следующий вид:

$$u_{q+1}(r_2, \varphi_2) = \frac{ike^{-ikl}}{2\pi l} \int_0^a \int_0^{2\pi} u_q(r_1, \varphi_1) \exp\left[\frac{ikr_1r_2}{2l}\cos(\varphi_1 - \varphi_2)\right] r_1\, d\varphi_1\, dr_1, \quad (4,4)$$

где принято, что $l \gg a$. Стационарное поле запишется в виде

$$v(r, \varphi) = e^{-in\varphi} S_n(r), \quad (4,5)$$

где S_n находится из уравнения

$$r_2^{1/2} S_n(r_2) = \gamma_n' \int_0^a \frac{i^{n+1} k r_1^{1/2} r_2^{1/2}}{l} J_n\left(\frac{kr_1r_2}{l}\right) S_n(r_1)\, r_1^{1/2}\, dr_1. \quad (4,6)$$

Были вычислены потери энергии за одно прохождение волны в конфокальной системе, и найдено следующее. Во-первых, потери за одно прохождение для типа колебаний наинизшего порядка в конфокальной системе много меньше, чем в плоской системе с зеркалами близких размеров. Во-вторых,

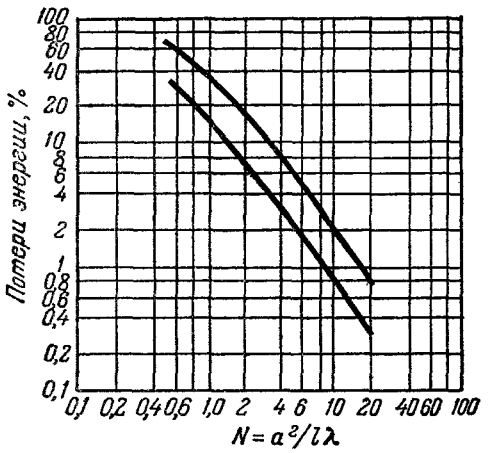

Рис. 3. Потери энергии при одном прохождении в зависимости от волнового параметра $N_F = a^2/b\lambda$ (для плоских круглых зеркал радиусом a).

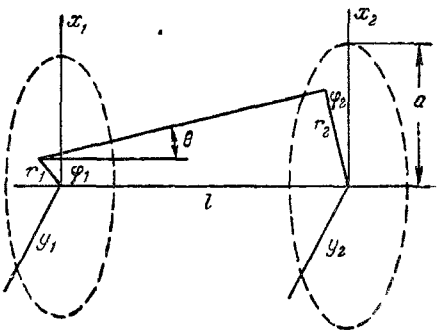

Рис. 4. Координатная система, используемая при вычислении распределения поля в конфокальном интерферометре.

в конфокальной системе отношение потерь для четных симметричных типов колебаний к потерям для симметричного типа колебаний наинизшего порядка много больше, чем в плоской системе. В плоской системе, описанной выше, потери энергии для второго типа колебаний примерно вдвое больше, чем для нулевого типа колебаний. Таким образом, при возбуждении, существенно превышающем порог, весьма вероятно, что система будет генерировать одновременно в нескольких типах колебаний. В описанной конфокальной системе антисимметричный тип колебаний наинизшего порядка имеет в двадцать раз бо́льшие потери за одно прохождение, чем нулевой симметричный тип колебаний. Как и следовало ожидать в соответствии с этими соображениями, оптические квантовые генераторы с плоскими торцевыми зеркалами генерируют одновременно в нескольких типах колебаний.

В работе [16] показано, что при условиях, обычно встречающихся в квантовых генераторах, можно получить приближенные аналитические формулы вместо численных решений Фокса и Ли. Для этого необходимо подобрать подходящую эмпирическую функцию, описывающую распределение поля; тогда решение для бесконечно длинных узких зеркал можно выразить через интегралы Френеля. Выбор эмпирической функции облегчен тем, что функции, получаемые методом итераций, дают приближение для замкнутых резонаторов и что для очень длинных резонаторов ($l/\lambda \gg 1$) типы колебаний наинизших порядков относительно нечувствительны к трансверсальным граничным условиям. Приближенный метод дает приемлемые величины потерь энергии, когда эти потери не меньше чем 10%.

Свойства, вытекающие из описанного здесь анализа, нужно связать со свойствами, получаемыми при обычном оптическом рассмотрении, основанном на идее резонанса плоских волн. Наблюдаемые резонансы ФП следует рассматривать как суперпозиции типов колебаний, описанных Фоксом и Ли. Однако поскольку сдвиг фазы за одно прохождение меняется от одного типа колебаний к другому, ясно, что, строго говоря, типы колебаний в виде плоских волн невозможны. Трудность исчезает, если мы заметим, что волновой параметр $N_F = a^2/l\lambda$ весьма велик (например, $\sim 10^5$) для обычно встречающихся в оптике ФП. Далее, сдвиг фазы за одно прохождение волны очень быстро уменьшается с увеличением N_F и при этих условиях, по существу, равен нулю для всех рассматриваемых типов колебаний. Более того, длины волн различных типов колебаний настолько близки друг к другу, что невозможно разрешить их с помощью ФП, не содержащего активной среды.

Совсем иная ситуация имеет место, когда ФП содержит активную среду. При увеличении концентрации возбужденных атомов в некоторый момент достигается состояние, когда может возникнуть генерация в типе колебаний с наинизшими потерями. При этом для типов колебаний с более высокими потерями критические условия еще не будут достигнуты. Кроме того, поскольку число актов вынужденного излучения в секунду зависит от напряженности поля, то с увеличением амплитуды в генерирующем типе колебаний число возбужденных атомов, которые могут излучать в типы колебаний с более высокими потерями, уменьшается. Относительные энергии в различных типах колебаний в ФП с активной средой будут сильно отличаться от энергий в пассивном ФП, возбуждаемом извне плоской волной. Значительное увеличение энергии будет иметь место лишь в очень небольшом числе типов колебаний. Поэтому, хотя такие тонкие детали волновой картины работы интерферометра несущественны для пассивного ФП, разложение на типы колебаний необходимо для понимания работы интерферометра в качестве резонатора квантового генератора.

V. УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ [17]

V.A. Инверсная заселенность

Степень инверсии заселенности, необходимая для получения генерации в резонаторе типа ФП, зависит от геометрической конфигурации системы, от коэффициента отражения и других потерь, от времени жизни возбужденных атомов и от ширины линии люминесценции атомов. Мы рассмотрим резонатор ФП с размерами, значительно превосходящими длину волны. Вообще говоря, нужно считать, что система резонирует на плоские волны, так что внутри интерферометра получаются стоячие волны. Однако если расстояние между узлами и пучностями меньше расстояния, пробегаемого атомами за время жизни возбужденного состояния, то можно

считать, что атомы «видят» постоянное (усредненное) поле*). Мощность, необходимую для поддержания на заданном уровне среднеквадратичного поля E^2 в таком резонаторе, легко выразить через параметры системы. Пусть коэффициент отражения зеркал ФП есть R; тогда время спадания интенсивности излучения в e раз будет $t = l/c\,(1 - R)$, где l — расстояние между зеркалами и расчет ведется для осевого типа колебаний. Поэтому если $V = al$ — объем системы, мощность, необходимая для поддержания постоянного уровня E^2, есть

$$P = \frac{E^2 V}{8\pi t} = \frac{E^2 c\,(1-R)\,a}{8\pi}. \tag{5,1}$$

Можно при этом допустить, что все потери энергии (например, из-за рассеяния и других процессов) входят в величину $1 - R$. Если среда между зеркалами содержит атомы с инверсной заселенностью $n = n_2 - n_1$, то мощность вынужденного излучения на частоте ω_{12}, соответствующего плотности излучения $\varrho\,(\omega_{12})$,

$$P_e = \frac{4\pi^2 \mu_{12}^2 \varrho\,(\omega_{12})\, n\hbar\omega_{12}}{3\hbar^2} V, \tag{5,2}$$

где μ_{12} — матричный элемент дипольного момента перехода (см. уравнение (3,2)). Чтобы связать плотность излучения с напряженностью электрического поля, нам нужно сделать некоторые допущения относительно вида спектрального распределения. Мы можем допустить, что эффективным является лишь излучение с частотами, близкими к частоте перехода, так как только такое излучение дает заметную вероятность вынужденного перехода. Если излучение занимает полосу $\Delta\omega_L$ около частоты ω_{12} и если можно принять лоренцеву форму линии, то

$$\frac{\pi}{2}\,\varrho\,(\omega_{12})\,\Delta\omega_L = \frac{E^2}{8\pi}. \tag{5,3}$$

Записав условие генерации в виде $P_e \geqslant P$, получим из (5,1), (5,2) и (5,3)

$$n \geqslant \frac{3\hbar c\,(1-R)}{8\pi\mu_{12}^2 l}\,\frac{\Delta\omega_L}{\omega_{12}}. \tag{5,4}$$

В случае чисто допплеровского уширения условие генерации можно записать как

$$n \geqslant \frac{3\hbar\,(1-R)}{8\pi\mu_{12}^2 l}\left(\frac{2kT}{\pi M}\right)^{1/2}, \tag{5,5}$$

где M — масса атома.

К этой задаче можно подойти несколько с другой стороны и выразить усиление через инверсную заселенность и силу осциллятора, используя известные соотношения классической теории дисперсии. Эта теория дает выражение коэффициента поглощения α через число N электронов в единице объема. Замена N разностью заселенностей рассматриваемых уровней показывает, что при наличии инверсии имеет место усиление излучения вместо ослабления. Интегральный коэффициент поглощения в слабой линии с силой осциллятора f выражается так:

$$\frac{\pi}{2}\,\Delta\omega_L \alpha = \frac{2\pi^2 e^2 f}{mc}\,(n_1 - n_2). \tag{5,6}$$

Если длина ФП есть l, то усиление при одном прохождении волны есть

*) Вообще говоря, это не так; см. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, ЖЭТФ 44, 834 (1963). (*Прим. перев.*)

$\exp(-\alpha l) - 1 \approx -\alpha l$. Для возникновения генерации эта величина должна превосходить потери, равные $1 - R$. Поэтому из (5,6) получаем условие генерации

$$n \geqslant \frac{(1-R)\,mc}{2\pi^2 e^2 f l}\,\Delta\omega_L\,. \tag{5,7}$$

V. Б. Мощность, необходимая при генерации

В квантовых генераторах СВЧ можно пренебречь спонтанным излучением; в оптической области спектра это не так. Из формулы (3,9) ясно, что при тепловом равновесии спонтанное излучение преобладает над вынужденным. Даже если для одного или нескольких типов колебаний создана высокая плотность излучения, все же существенная часть мощности может быть излучена спонтанно в другие типы колебаний. Из п.III.Б мы видим, что в типичных ФП, используемых в квантовых генераторах, вероятность спонтанного излучения почти такая же, как в свободном пространстве. Это значит, что время жизни τ для спонтанных переходов мы можем считать равным величине, обратной A_{mn} из (3,6). Таким образом, если поддерживать инверсную заселенность n, то мощность спонтанного излучения на частоте ω будет

$$P_{\text{сп}} = \frac{n\hbar\omega}{\tau} = \frac{\hbar\omega^4(1-R)\,a}{8\pi c^3}\left(\frac{2kT}{\pi M}\right)^{1/2} \tag{5,8}$$

при чисто допплеровском уширении. Нужно заметить, что для ФП, в котором условия для спонтанного излучения близки к условиям в свободном пространстве, уравнение (5,8) дает минимальную мощность возбуждения, требуемую для возникновения генерации. Фактор ω^4 в этом уравнении показывает слабую сторону квантовых генераторов в очень коротковолновой области спектра.

Если, кроме генерирующего перехода, существуют другие переходы с верхнего уровня вниз, то мощность спонтанного излучения будет больше, чем рассчитанная по (5,8); эта мощность

$$P'_{\text{сп}} = n\sum_i \frac{\hbar\omega_i}{\tau_i} = \frac{\hbar(1-R)\,a}{8\pi c^3\mu_m^2}\left(\frac{2kT}{\pi M}\right)^{1/2}\sum_i \omega_i^4\mu_i^4, \tag{5,9}$$

где μ_m — матричный элемент рабочего перехода, а μ_i — матричный элемент i-го перехода вниз (суммирование распространяется и на рабочий переход).

V. В. Время жизни при генерации

Поскольку полное число переходов вниз за 1 *сек* зависит от плотности излучения, то от нее будет зависеть и время распада возбужденного верхнего состояния. Полное число n_t переходов вниз за 1 *сек* можно записать

$$n_t = \frac{n_2}{\tau_{\text{сп}}} + \frac{n_2}{\tau_{\text{вын}}}, \tag{5,10}$$

где $1/\tau_{\text{сп}}$ — обычная вероятность спонтанного перехода, а $\tau_{\text{вын}}$ есть в соответствии с (3,7)

$$\tau_{\text{вын}} = \frac{3\hbar^2}{4\pi^2\mu^2\varrho(\omega)}\,. \tag{5,11}$$

Таким образом, по мере увеличения мощности возбуждения над порогом генерации доля мощности, идущей в вынужденное излучение, увеличивается. При мощности возбуждения, близкой к порогу генерации,

почти вся эта мощность идет в спонтанное излучение; когда же мощность возбуждения превосходит порог, мощность спонтанного излучения остается примерно постоянной. Поэтому получающаяся инверсная заселенность незначительно превышает необходимый для генерации уровень.

Точный вид генерации зависит от многих свойств активной среды (однородности, тепловых характеристик и т. д.), а также от мощности возбуждения. В зависимости от мощности возбуждения и от связи между типами колебаний могут быть возбуждены один или несколько типов колебаний.

V. Г. Уравнения скоростей в трехуровневом квантовом генераторе

Мы приведем полную систему уравнений скоростей для трехуровневого генератора, так как большинство работающих генераторов построены по этой схеме (рис. 5). Возбуждение идет с уровня 1 на уровень 3, генерация — с уровня 3 на уровень 2. Рассматривается общий случай с тремя механизмами изменения заселенности уровней: 1) спонтанные переходы на нижние уровни, 2) вынужденное излучение и поглощение, 3) переходы, возбуждаемые тепловыми процессами.

Рис. 5. Схема переходов в трехуровневой системе.

Под 3) мы подразумеваем переходы, вызванные столкновениями (например, с электронами) или взаимодействием с колебаниями кристаллической решетки.

Обозначив S_{ij} вероятность перехода на атом в единицу времени для процессов типа 3), мы можем написать полную систему уравнений скоростей процессов (учитывая, что для тепловых переходов $S_{ij} = S_{ji} \exp(h\omega_{ij}/kT)$):

$$\dot{n}_1 = (n_2 - n_1) B'_{12}\varrho(\omega_{12}) + (n_3 - n_1) B'_{13}\varrho(\omega_{13}) + A_{21}n_2 + A_{31}n_3 - S_{12}\left(n_1 - n_2 \exp\frac{\hbar\omega_{12}}{kT}\right) - S_{13}\left(n_1 - n_3 \exp\frac{\hbar\omega_{13}}{kT}\right), \quad (5,12)$$

$$\dot{n}_2 = (n_1 - n_2) B'_{12}\varrho(\omega_{12}) + (n_3 - n_2) B'_{23}\varrho(\omega_{23}) + A_{32}n_3 - A_{21}n_2 + S_{12}\left(n_1 - n_2 \exp\frac{\hbar\omega_{12}}{kT}\right) - S_{23}\left(n_2 - n_3 \exp\frac{h\omega_{23}}{kT}\right), \quad (5,13)$$

$$\dot{n}_3 = (n_1 - n_3) B'_{13}\varrho(\omega_{13}) + (n_2 - n_3) B'_{23}\varrho(\omega_{23}) - A_{32}n_3 - A_{31}n_3 + S_{13}\left(n_1 - n_3 \exp\frac{\hbar\omega_{13}}{kT}\right) + S_{23}\left(n_2 - n_3 \exp\frac{\hbar\omega_{23}}{kT}\right). \quad (5,14)$$

В СВЧ-диапазоне членами с A_{ij}, вообще говоря, можно пренебречь, в оптическом же диапазоне их необходимо учитывать. В газе при низком давлении ($\sim 10^{-3}$ *тор*), возбуждаемом чисто оптическим способом, можно пренебречь тепловыми переходами, и скорость изменения заселенности верхнего уровня запишется как

$$\dot{n}_3 = B'_{13}(n_1 - n_3)\varrho(\omega_{13}) + B'_{23}(n_2 - n_3)\varrho(\omega_{23}) - (A_{31} + A_{32}) n_3. \quad (5,15)$$

В таких средах мы имеем обычно n_2, $n_3 \ll n_1$, так что интегрирование (5,15) дает

$$n_3 = \frac{B'_{13}N\varrho(\omega_{13})}{A_3}\left[1 - \exp(-A_3 t)\right], \quad (5,16)$$

где $A_3 \equiv A_{31} + A_{32}$ (полная вероятность распада уровня) и N — полное число атомов. В случаях, когда тепловые процессы существенны, члены с S_{ij} нужно сохранить. Следует подчеркнуть, что приближенные варианты уравнений (5,12) — (5,14), которые обычно используются в СВЧ-диапазоне (см., например, [18]), несправедливы для оптического диапазона.

V. Д. Ширина генерируемой линии

Теория квантового генератора СВЧ развита Таунсом и др. [1]. Они рассмотрели генератор на пучке молекул, в котором время пролета резонатора возбужденными молекулами много меньше радиационного времени жизни. Поэтому шум генератора на пучке молекул есть просто тепловой шум системы. Результаты анализа такого генератора можно распространить на оптический случай, если только источником шума считать спонтанное излучение, а не тепловые эффекты, поскольку тепловые эффекты пренебрежимо малы в оптической области спектра работающих оптических генераторов. Спектральная ширина излучения квантового генератора при этих условиях есть

$$\Delta\omega_{\text{кол}} = \frac{2\hbar\omega}{P}(\Delta\omega)^2, \tag{5,17}$$

где P — мощность генерируемого излучения, а $\Delta\omega$ — спектральная ширина рабочего перехода. Это выражение предполагает, что система генерирует в одном типе колебаний и что ширина генерируемой линии определяется спонтанным излучением в этот тип колебаний. Формула (5,17) выведена в предположении, что уровень мощности достаточно велик, чтобы линия генерации была хорошо заметна на фоне более широкой линии спонтанного излучения. Это должно наблюдаться в резонаторах со многими типами колебаний, обычно применяемых в оптической области. Однако уровень мощности не должен быть настолько велик, чтобы наступило насыщение какого-либо перехода.

VI. МЕТОДЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

VI. А. Оптическое возбуждение и возбуждение электронным ударом

При получении необходимого для генерации распределения заселенности используются преимущественно два метода. Один из этих методов состоит в чисто оптическом возбуждении. Он был использован для возбуждения газовых и твердых систем. Второй метод заключается в возбуждении газовых систем электронным ударом; этот метод позволяет получить более высокие концентрации возбужденных атомов, но обладает менее селективным действием. Так, например, поглощение излучения подходящей длины волны может служить для возбуждения одного уровня (хотя есть возможность передачи возбуждения на соседние уровни через удары второго рода). При возбуждении газов электронным ударом точные величины заселенностей несколько более сложно зависят от суммарного действия многих процессов. Газовые системы описаны в статье Беннетта [93] и здесь более не рассматриваются.

В системах, использующих твердые тела, возбуждение обычно происходит при поглощении излучения с широким спектром. Вслед за этим следуют очень быстрые переходы на уровни с малой шириной, принадлежащие атомам присадки. Присадкой обычно служат переходные металлы, редкие земли или актиниды, для которых характерно смещение спектра

в видимую область (обусловленное переходами электронов во внутренних оболочках). Экранирующее влияние внешних электронов приводит к появлению резких спектров, даже когда атомы введены в какую-либо кристаллическую решетку.

Используются две общие системы. Первая система (рис. 6, *а*) имеет три уровня. Возбуждающее излучение переводит атомы на широкий уровень B, затем атомы быстро переходят на резкий уровень S. Если мощность возбуждения достаточна, между основным уровнем и уровнем S будет иметь место инверсия заселенности. Эта схема соответствует рубину

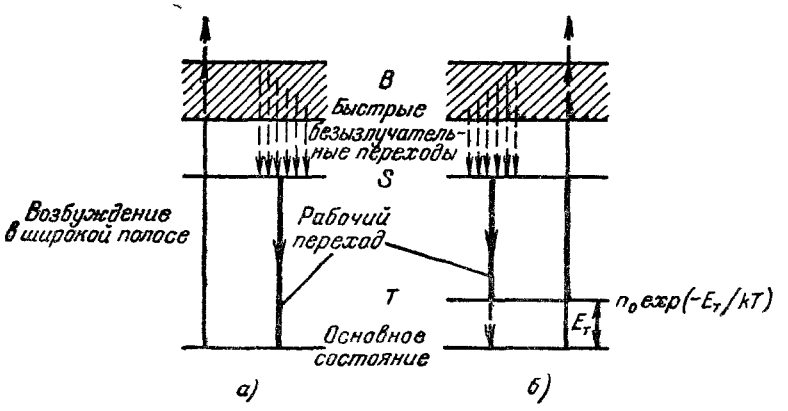

Рис. 6. *а*) Трехуровневая система; *б*) четырехуровневая система.

(см. п. VII.Б, а)). Недостаток такой системы в том, что для создания инверсной заселенности более 50% атомов должны быть переведены из основного состояния на уровень S. Поэтому в спонтанном излучении участвует большое число атомов. Более того, каждый из возбужденных атомов отдает часть энергии возбуждения решетке (в виде фононов) при переходе $B \to S$, который обычно бывает безызлучательным. Система, представленная на рис. 6, *б*, в принципе более эффективна. Если конечный уровень T расположен достаточно далеко от основного, то его заселенность будет существенно меньше заселенности основного уровня, так что инверсия заселенности между уровнями S и T может быть достигнута при относительно низких мощностях возбуждения. В случае необходимости заселенность уровня T можно уменьшить охлаждением. При температуре T_s заселенность этого уровня будет $n_0 \exp(-E_T/kT_s)$, где E_T — энергия уровня T относительно основного, а n_0 — заселенность основного уровня. По этой схеме работают многие генераторы на твердом теле (см. п. VII.Б).

VI. Б. Работа трехуровневой системы

Первым генератором оптического диапазона был генератор на рубине (Cr^{3+} в Al_2O_3)[2]. Он работает по трехуровневой схеме (рис. 6, *а*). Хотя основное состояние и расщеплено, но расщепление столь мало (0,38 *см*$^{-1}$), что нет никакой возможности уменьшить с помощью охлаждения заселенность верхнего уровня основного состояния. Уравнения, определяющие заселенности уровней в трехуровневой системе, даны в п. V. Г. В случае рубина некоторыми членами этих уравнений можно пренебречь. Изучение затухания флуоресценции при переходе $^2E \to {}^4A_2$ (рис. 7) показали, что этот переход имеет время жизни (преимущественно радиационное) 5 *мсек*. Следовательно, для этого перехода $A_{21} = 200$ *сек*$^{-1}$, и величиной S_{21}

можно пренебречь. Измерения коэффициента поглощения на переходе $^4A_2 \to {}^4F_2$ дали $A_{31} = 3 \cdot 10^5$ *сек*$^{-1}$. Полную вероятность перехода $^4F_2 \to {}^2E$ можно найти по интенсивностям флуоресценции на переходах $^4F_2 \to {}^4A_2$ и $^2E \to {}^4A_2$; она оказалась равной $2 \cdot 10^7$ *сек*$^{-1}$. Наконец, измерение квантового выхода флуоресценции дало величину, близкую к единице; это означает, что полная вероятность перехода $^4F_2 \to {}^4A_2$ весьма мала по сравнению с той же величиной для перехода $^4F_2 \to {}^2E$. Поэтому мы заключаем, что S_{31} и вероятность вынужденного излучения $B'_{13}\,\varrho\,(\omega_{13})$ пренебрежимо малы в сравнении с A_{31}. Из (5,13), (5,14) и из условия $n_1 + n_2 + n_3 = n_0$, учитывая указанные упрощения, получим (полагая $B_{ij}\,\varrho\,(\omega_{ij}) \equiv W_{ij}$)

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(W_{12} + \frac{W_{13}S_{32}}{W_{31}+A_{31}+S_{32}}\right) \Big/ (A_{21}+W_{21}). \qquad (6,1)$$

Даже при очень большой мощности возбуждения оказывается, что $W_{31} \ll S_{32}$. Поэтому заселенность уровня $^4F_2$ много меньше заселенности уровня $^4A_2$ или ^2E, так что

$$\frac{n_2-n_1}{n_0} \approx \frac{W_{13}-A_{21}}{W_{13}+A_{21}+2W_{12}}. \qquad (6,2)$$

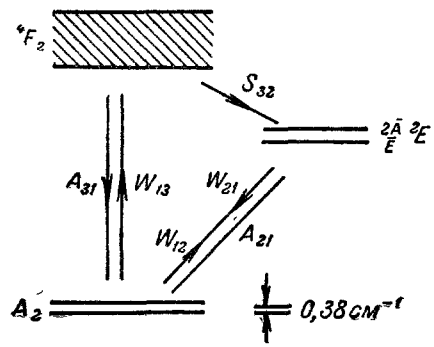

Рис. 7. Уровни энергии рубина (показаны основные переходы).

Из этого соотношения ясно, что для создания инверсной заселенности W_{13} должна быть больше, чем A_{21}. Допуская, что для возбуждения используется излучение черного тела, находим температуру источника T_s, необходимую для достижения критического условия $W_{13} = A_{21}$:

$$T_s = \frac{\hbar\omega_p}{k} \ln\left(1 + \frac{A_{31}}{A_{21}}\right), \qquad (6,3)$$

где ω_p — (средняя) частота возбуждающего излучения. Подставляя значения A_{31} и A_{21} для рубина, получаем $T_s = 3300°$ К. Ввиду того, что значительная часть энергии возбуждения переходит в тепло, возбуждение источником с такой температурой приведет к сильному нагреванию кристалла. Поэтому, пока не были приняты кардинальные меры к охлаждению рубина (как в непрерывно работающем генераторе [17]), генераторы этого типа работали в импульсном режиме. В другой работе [95] обсуждаются многоквантовые переходы в трехуровневой системе, возбуждаемой когерентным излучением.

VI.В. Работа четырехуровневой системы

Рассмотрим четырехуровневую систему (рис. 6, *б*), в которой уровень 2 достаточно далек от основного, чтобы его нормальная заселенность $n_0 \exp(-\hbar\omega_{12}/kT)$ была пренебрежимо малой по сравнению с n_0. Если мы допустим, что отношение вероятностей излучательных и безызлучательных переходов такое же, как и в случае рубина, то из (5,13) и (5,14) получим

$$\frac{n_3-n_2}{n_0} = \frac{W_{14}-A_3\,[1+\exp(\hbar\omega_{12}/kT)]^{-1}}{W_{14}+A_3}, \qquad (6,4)$$

где $A_3 \equiv A_{32} + A_{31}$ — полная вероятность распада уровня 3. Условие

инверсии в этом случае будет

$$W_{14} > \frac{A_3}{1+\exp(\hbar\omega_{12}/kT)}.$$

Величина, на которую нужно превысить эту инверсию для получения генерации, зависит от потерь в системе. Для резонатора ФП, описанного в IV. А, условие генерации можно выразить так:

$$W_{14} > A_3\left[\frac{1-R}{n_0 l\sigma_{32}} + \frac{1}{1+\exp(\hbar\omega_{12}/kT)}\right]; \qquad (6,5)$$

здесь σ_{32} — сечение поглощения на переходе $2 \to 3$. Это выражение можно получить из (5,6), заметив, что $\alpha = (n_3 - n_2)\,\sigma_{32}$.

VI. Г. Системы для возбуждения генераторов

Первый образец оптического генератора [2] возбуждался спиральной импульсной лампой, окружающей кристалл. В подобной конструкции [20] было найдено, что электрическая энергия вспышки составляла около 3000 *дж*. Геометрия осветителя такова, что оптическая связь между лампой и кристаллом (т. е. коэффициент использования энергии вспышки) слаба.

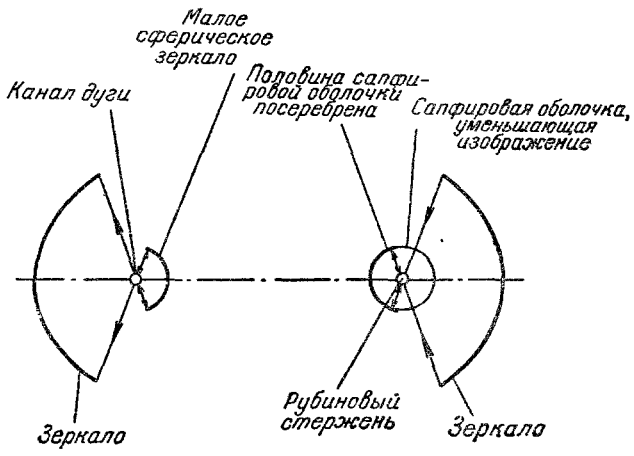

Рис. 8. Осветитель для возбуждения генерации в кристаллах.

Существенное увеличение эффективности возбуждения достигается при использовании эллиптического цилиндра, в одном из фокусов которого находится кристалл, в другом — прямая импульсная лампа. Распределение освещенности вдоль кристалла, однако, в этом случае гораздо менее однородно, чем при спиральной лампе. В частности, эксперименты [21] показали, что при данном относительном превышении мощности возбуждения над порогом в генерации участвует бо́льшая часть кристалла в случае возбуждения спиральным источником. На рис. 8 показана более эффективная система возбуждения [22]. Экспериментальные результаты, полученные с этой системой, не сообщаются.

Для уменьшения необходимой мощности возбуждения предложено окружить рубиновый стержень оболочкой из сапфира [23]. Теоретическое рассмотрение эффективности этой и других систем дано в работе [24]. В [25] описана конструкция импульсной лампы, удобная для возбуждения. Методы полировки кристаллов с необходимой точностью описаны в [96].

VII. ТВЕРДЫЕ ВЕЩЕСТВА ДЛЯ ГЕНЕРАТОРОВ

VII. А. Необходимые спектроскопические характеристики

Вещества, годные для использования в оптических квантовых генераторах, должны обладать следующими свойствами:

а) резкие линии флуоресценции (не слишком много и с шириной не более нескольких $см^{-1}$);

б) сильные полосы поглощения, предпочтительно не очень резкие;

в) достаточно высокий квантовый выход флуоресценции при нужных переходах;

г) переход, для которого заселенность нижнего уровня может быть уменьшена (в случае необходимости — охлаждением).

Успешная работа генераторов на рубине показывает, что пункт (г) не необходим. Однако эффективность веществ, для которых имеет место (г), может быть гораздо выше, чем эффективность трехуровневой системы.

Описанными свойствами обладают, вообще говоря, твердые вещества (кристаллы или аморфные, т. е. стекла), содержащие небольшие количества элементов, в которых возможны переходы электронов во внутренних незаполненных оболочках. В связи с этим представляют интерес переходные металлы, редкие земли (лантаниды) и актиниды. В [26] дана краткая сводка общих спектральных свойств этих веществ. Более детальная информация содержится в [27] *).

VII. Б. Характеристика оптических генераторов с твердыми веществами

а) Рубин [28]. Изготовление и некоторые свойства рубина (Cr^{3+} в Al_2O_3) описаны в [29]. Схема уровней приведена на рис. 7. Многие из первых наблюдений генерации в рубине при $\lambda = 6934$ Å были сделаны на кристаллах с торцами, точно отполированными на плоскость и параллельность. Впоследствии была использована конфокальная система, имеющая меньшие потери. Однако система с плоскими торцами позволяет получить интерферометрическим методом полезную информацию о типах колебаний, в которых имеет место генерация. В экспериментах со спиральной лампой возбуждения [20] генерация начиналась при энергии вспышки ~ 2000 *дж*, причем длительность вспышки составляла $\sim 0{,}5$ *мсек*. Наблюдались релаксационные колебания интенсивности генерируемого излучения, интерпретация которых привела к некоторым разногласиям. Полная энергия импульса излучения генератора оценена в $\sim 0{,}01$ *дж*; это излучение было заключено внутри конуса с углом около 1/2°. Исследования излучения генератора с помощью ФП показали, что ширина генерируемой линии была меньше 0,2 $см^{-1}$, в то время как нормальная ширина линии флуоресценции была 6 $см^{-1}$. Пространственная когерентность излучения наблюдалась для точек внешней поверхности кристалла, отстоящих на расстояния вплоть до 100 λ. В более поздних экспериментах с использованием медленно выращенных кристаллов высокой однородности получена когерентность на расстояниях в несколько *мм*, а ширина линии уменьшилась до $\sim 0{,}001$ $см^{-1}$. Эти результаты, а также связь распределения поля в ближней зоне с интерферограммой, показывающей вариации оптического пути в кристалле, обсуждены в [30] **).

---

*) Методы подбора кристаллов для генераторов описаны в работе [120]. (*Прим. перев.*)

**) См. также работу [98]. (*Прим. перев.*)

Распределение поля в ближней зоне при возбуждении, близком к пороговому, показывает, что генерация происходит в узких нитевидных областях. По-видимому, это явление обусловлено неоднородностями в кристалле. В [31] рассмотрено влияние случайно распределенных неоднородностей показателя преломления. В первых менее однородных кристаллах увеличение возбуждения вело к появлению новых генерирующих областей в разных частях кристалла, причем различные части кристалла излучали некогерентно или почти некогерентно между собой. В более поздних экспериментах нитевидная область генерации, появляющаяся при пороговом возбуждении, с увеличением возбуждения расширяется, так что значительная часть кристалла начинает излучать когерентно. Когерентность между пучками излучения, выходящими с противоположных концов кристалла, исследована в [32]. Были получены интерференционные полосы с ожидаемым расстоянием между ними. Из этих результатов в [33] сделан вывод о постоянстве пространственного распределения излучения (даже для последовательных пиков) *).

Распределение поля в дальней зоне (на бесконечности или в фокальной плоскости линзы) состоит из интерференционных колец, диаметр D которых подчиняется соотношению

$$D_n^2 - D_{n-1}^2 = 4f^2\lambda\mu/L, \tag{7,1}$$

где f — фокусное расстояние линзы, λ — длина волны генерируемого излучения, L — длина кристалла рубина [34]. Оказалось возможным получить интерференцию между *отдельными* частями *различных* колец интерференционной картины. Это указывает на сильную связь между типами колебаний, участвующими в образовании интерференционных колец. Такая связь вполне могла бы образоваться в результате рассеяния излучения на неоднородностях кристалла. При исследовании спектрального распределения генерируемого излучения с помощью ФП получаются кольца с тонкой структурой. Расстояние между кольцами тонкой структуры (в волновых числах) равно 0,07 $см^{-1}$, что хорошо согласуется с теоретической величиной расстояния между осевыми типами колебаний ($1/2\mu L$) в кристалле. Аналогичные результаты получены с помощью дифракционного спектрографа (решетка с фокусом 12,2 *м*, ширина аппаратной функции 0,02 $см^{-1}$) [35]. Возбуждение внеосевых типов колебаний приводит к большей угловой ширине пучка излучения по сравнению с генерацией только в осевых типах колебаний. Генерация во внеосевых типах колебаний в такой системе неудивительна, так как результаты Фокса и Ли (п. IV. Б) показывают, что в плоскопараллельном резонаторе потери во внеосевых типах колебаний низших порядков незначительно превышают потери в осевых типах колебаний. В экспериментах с довольно короткими кристаллами (10 и 25,4 *мм*) [36] наблюдена генерация в одном осевом типе колебаний, но сопровождающаяся генерацией в нескольких внеосевых типах. Эти результаты сходны с результатами для цилиндрического СВЧ-резонатора.

Временна́я когерентность генерируемого излучения изучена [37] с помощью спектрального анализа анодного тока ФЭУ, на который падает исследуемое излучение. Измерения дали ширину спектра ~ 2 *Мгц*. Осциллограммы показывают, что излучение состоит из последовательных пиков длительностью $\sim 0{,}5$ *мксек*. Таким образом, генерируемое излучение когерентно в пределах длительности одного пика. Однако при исследовании спектра с помощью ФП получаются кольца с шириной ~ 20 *Мгц*, показывающие, что между последующими пиками когерентности нет. Скоростная фотосъемка (500 000 *кадров/сек*) в течение всего импульса

*) Исследования когерентности см. также [99,100]. (*Прим. перев.*)

генерации [38] показала, что в каждом пике излучение исходит от отдельных точек торца; распределение точек по торцу меняется от кадра к кадру. Поэтому отсутствие когерентности между последующими пиками неудивительно. В других экспериментах [39] наблюдалась сильная взаимная связь между излучением различных частей кристалла. Спектры высокого разрешения с временной разверткой [40, 101] непосредственно продемонстрировали совместное влияние прерывистости генерации (пиков) и теплового расширения кристалла (т. е. изменения длины резонатора).

Осцилляции интенсивности генерируемого излучения. Как уже упоминалось, в излучении рубинового генератора наблюдаются колебания интенсивности (пики). Такие же пики интенсивности наблюдаются в некоторых других генераторах на твердом веществе, описанных ниже. Качественно можно считать, что причиной этих пиков, по-видимому, является то, что после начала генерации скорость обеднения верхнего уровня превышает скорость возбуждения. Поэтому после пика интенсивность уменьшается и остается малой, пока снова не будет достигнута критическая инверсия заселенностей. Теоретическое описание этого эффекта вызвало некоторые разногласия. Уравнения для заселенности n верхнего уровня в присутствии вынужденного поля p фотонов можно записать в виде

$$\dot{n} = aP - An - \alpha Anp, \tag{7,2}$$

$$\dot{p} = \alpha Anp - \beta p, \tag{7,3}$$

где A — вероятность распада верхнего уровня, αAnp — скорость изменения числа индуцированных фотонов; потери включены в β, $a = \beta/\alpha P_0$, где P_0 — пороговая мощность. В [41] указано, что эти уравнения не допускают периодического решения, так что они не могут описывать непрерывные релаксационные колебания. (В работе [42] приведены примеры истинно периодических решений, полученных при введении в эти уравнения дополнительного члена.) При небольших отклонениях от устойчивого решения, для которого $n = \beta/\alpha A$ и $N = \beta/\alpha a$, стационарный режим можно приближенно получить с помощью затухающих колебаний. В [43] показано, что пики в $CaF_2 : U^{3+}$ и $BaF_2 : U^{3+}$ можно истолковать с помощью этих решений. Стационарный режим описывается постоянной времени, равной $2P_0/AP$, и частотой $[A\beta\,(P/P_0 - 1)]^{1/2}$, что согласуется с наблюдаемым увеличением частоты повторения пиков при увеличении мощности возбуждения.

Гигантские импульсы излучения. В генераторах обычной конструкции генерация может начаться, как только достигнут порог. Если задержать начало генерации до тех пор, пока инверсия заселенности не станет значительно больше пороговой, можно получить гораздо бóльшую мощность импульсов генерации. Задержать генерацию можно, введя между торцом (непосеребренным) кристалла и зеркалом резонатора затвор (например, вращающийся диск с вырезами или ячейку Керра), который открывается лишь тогда, когда достигнута значительная инверсия заселенности *). Эксперименты с затвором [44] позволяют надеяться на увеличение пиковой мощности генерации примерно втрое по сравнению с системой без затвора. В экспериментах с ячейкой Керра в качестве затвора [45] получены пиковые мощности генерации 600 *квт* при длительности импульса 0,12 *мксек*.

Неизбежные неоднородности в кристаллах таковы, что даже при очень высокой точности изготовления торцов оптический путь между

*) Такая система обычно называется резонатором с модуляцией добротности. Расчет оптимальной работы такой системы см. в [102]. (*Прим. перев.*)

двумя соответствующими точками торцов может меняться при переходе от точки к точке. В некоторых случаях механическая деформация кристалла во время генерации [46] позволяет уменьшить порог генерации и упростить распределение генерируемого излучения по типам колебаний. В последнее время в продаже стали появляться кристаллы с торцами, особым способом отполированными для улучшения постоянства оптической толщины кристалла.

В работе [47] исследована температурная зависимость флуоресценции и пороговой мощности возбуждения. Табл. I, составленная на основе этих результатов, наглядно показывает резкое возрастание порога с температурой.

Таблица I

Зависимость пороговой мощности возбуждения рубина от температуры

Температура, °C	Вычисленная пороговая мощность, *вт·см*$^{-3}$
20	550
100	1100
150	1800
200	3000

Генерация на других длинах волн. Кроме очень мощной генерации, наблюдаемой в розовом (0,04% Cr^{3+}) рубине при $\lambda = 6934$ Å, наблюдалась также генерация на двух других длинах волн, именно, $\lambda = 7090$ и 7040 Å, в кристаллах рубина, содержащих 0,7% Cr^{3+} (по весу) [48, 49]. Эти переходы возникают вследствие обменного взаимодействия ионов хрома. При наблюдении в поглощении эти линии исчезают при понижении температуры, из чего явствует, что их нижний уровень находится значительно выше основного. Поэтому генератор на этих переходах соответствует четырехуровневой схеме *).

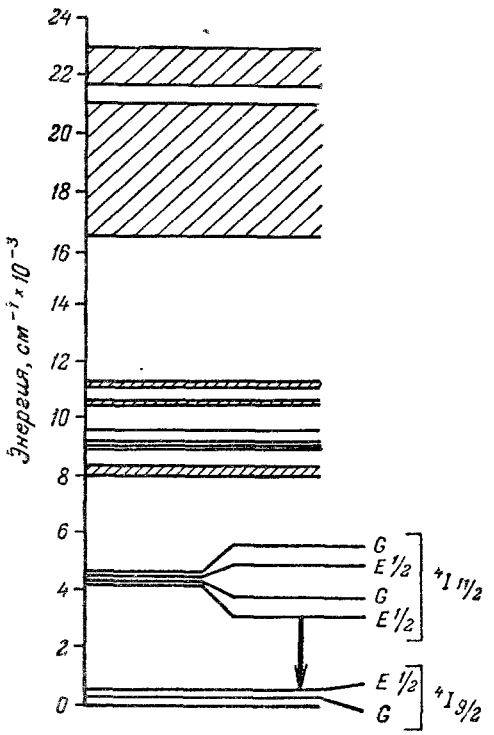

Рис. 9. Уровни энергии флюорита с ураном.

б) Флюорит с ураном $CaF_2 : U^{3+}$. Хронологически следующим после рубинового был оптический генератор, использующий в качестве активной среды флюорит (CaF_2), содержащий 0,05% (молярных) трехвалентного урана [50]. Генерация происходит на переходе ($\lambda = 2{,}6$ μ) между метастабильным уровнем и уровнем, находящимся на 515 *см*$^{-1}$ выше основного. Последующее изучение этого кристалла [51] показало, что ионы U^{3+} обязательно должны быть расположены в точках тетрагональной симметрии со скомпенсированным зарядом. Для возбуждения наиболее эффективно излучение с длиной волны 0,88 — 0,92 μ, хотя более коротковолновое излучение с $\lambda \sim 0{,}5 \div 0{,}6$ μ тоже дает вклад в возбуждение (на уровень $^4I_{11/2}$, рис. 9). Распад верхнего уровня рабочего перехода

*) Наблюдена генерация на линии R_2 ($\lambda = 6943$ Å) [103] и линии $\lambda = 7670$ Å [104]. (*Прим. перев.*)

является радиационным при температуре ниже 77° К; при этом время жизни не зависит от температуры и равно 130 *мксек*. Существенное уменьшение времени жизни до 15 *мксек* при 300° К показывает, что при этих температурах начинается передача энергии фононам решетки. Значительная высота (515 $см^{-1}$) конечного уровня перехода над основным уровнем позволяет легко уменьшить заселенность первого охлаждением. Табл. II демонстрирует резкую зависимость порога генерации от температуры. Энергия вспышки относится к осветителю со спиральной лампой FT524 (фирмы Дженерал Электрик).

Таблица II

Зависимость пороговой энергии возбуждения флюорита с ураном от температуры

Температура, °К	Энергия вспышки, *дж*
20	2,0
77	3,78
90	4,35
300	1200

В системе $CaF_2 : U^{3+}$ достигнута непрерывная генерация при использовании эллиптического осветителя с прямой ртутной лампой. Кристалл охлаждался жидким кислородом, который в свою очередь охлаждался до температуры жидкого азота во избежание закипания. Мощность генерируемого излучения составляла 10 *мквт*. С помощью дифракционного спектрографа наблюдались осевые типы колебаний [52].

в) Флюорит с самарием $CaF_2 : Sm^{2+}$. Диаграмма уровней для этого кристалла (рис. 10) показывает, что он весьма удобен для использования в квантовых генераторах. Верхний уровень рабочего перехода лежит очень близко к широким уровням, определяющим поглощение, поэтому количество энергии возбуждения, переходящей в тепло, будет не так велико. Нижний уровень расположен достаточно высоко над основным, и его заселенность можно уменьшить охлаждением. Впервые генерация в кристаллах этого типа была получена при $\lambda = 7082$ Å [53]. Использовались кристаллы длиной 20 *мм* и диаметром 4 *мм*, содержащие 0,1% (молярных) Sm^{2+}; кристаллы охлаждались жидким гелием *). При выращивании кристаллов $CaF_2 : Sm^{2+}$ необходимо поддерживать определенные условия, чтобы получить двухвалентный самарий, а не трехвалентный. Кристаллы были выращены по методу Стокберджера в присутствии фторида свинца. Фторид свинца диссоциирует при температуре плавления флюорита, и получающиеся в результате диссоциации атомы свинца служат для удаления следов кислорода, способствующего получению

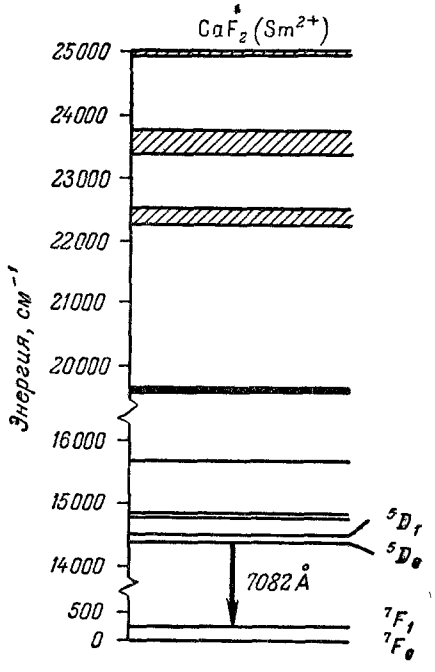

Рис. 10. Уровни энергии флюорита с самарием.

*) Подробные исследования генерации в $CaF_2 : Sm^{2+}$ см. в работе: W. Kaiser et al., Phys. Rev. 123, 766 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры». М., ИЛ, 1963). (*Прим. перев.*)

трехвалентного самария. В другом методе берется флюорит с плавиковой кислотой. Облучение кристаллов с Sm^{3+} жестким рентгеновским излучением или бомбардировка их электронами высоких энергий ведет к превращению Sm^{3+} в Sm^{2+} [54, 55].

Потери при рассеянии. По известным параметрам генератора, таким, как концентрация активных ионов, коэффициент поглощения для возбуждающего излучения, размеры резонатора, отражательные способности зеркал резонатора и др., можно теоретически рассчитать мощность, необходимую для возбуждения генерации. Фактически же нужны гораздо большие мощности. Так, например, для $CaF_2 : Sm^{2+}$ фактическая пороговая мощность оказывается примерно в пять раз больше вычисленной. Причина такого расхождения заключается в сильном рассеянии под малыми углами, которое обнаруживается во многих кристаллах, используемых в квантовых генераторах. Измерения [56] заставляют предполагать, что в $CaF_2 : Sm^{2+}$ существуют рассеивающие области диаметром около 1 μ (по-видимому, включения CaO), которые могут вызывать наблюдаемое рассеяние. Влияние рассеяния сказывается при измерениях прозрачности кристаллов, давая различные значения прозрачности в зависимости от угловой ширины измерительного пучка света. Так, для $CaF_2 : U^{3+}$ прозрачность при угловой ширине пучка 20° равна 80%, а при угловой ширине пучка 1° прозрачность равна лишь 65%. В кристаллах рубина прозрачности в 85 и 65% получаются при углах пучка 7 и 1° соответственно. Эти цифры приводят к потерям при рассеянии в плоскопараллельном резонаторе в 17% за одно прохождение (для $\lambda = 7090$ Å). Поэтому потери этого типа имеют значительную величину при длине волны генерируемого излучения (6934 Å).

г) Другие кристаллы для генераторов. Гораздо менее подробная информация имеется о других кристаллах, применяемых в квантовых генераторах. Имеющиеся сведения приведены в табл. III.

Из-за больших потерь при рассеянии в кристалле $CaF_2 : Sm^{2+}$ не удалось получить непрерывную генерацию, несмотря на то, что он работает по четырехуровневой схеме. При работе с веществами, содержащими Ho^{3+} или Tm^{3+}, трудность состоит в том, что из-за слабых полос поглощения требуются бóльшие мощности возбуждения. Спектр Nd^{3+} благоприятствует получению генерации, поскольку нижний уровень рабочего перехода лежит на 2000 $см^{-1}$ выше основного. Поэтому некоторые системы, содержащие Nd^{3+}, смогут работать непрерывно при простом водяном охлаждении*).

VII. В. Стекла и волокна

Помимо использования в кристаллах, Nd^{3+} оказался очень удобным в виде примеси в стекле. Эффективность работы генераторов на стекле с Nd^{3+} очень велика благодаря удобному спектру неодима и высокой однородности стекол.

Генерация в стекле с Nd^{3+} наблюдалась на длине волны $\lambda = 1{,}06$ μ [5] при использовании волокон в оболочке. Образцы состояли из баритового крона (состав: 59% SiO_2, 25% BaO, 15% K_2O и 1% Sb_2O_3) с добавкой от 0,13 до 2% (весовых) Nd_2O_3. Номинальный показатель преломления равен 1,54, показатель преломления стекла оболочки (Na_2CO_3 — CaO — SiO_2) равен 1,52. Применение волокон в оболочке имеет два преимущества. Коэффициент поглощения неодимового стекла для возбуждающего

*) Недавно наблюдена непрерывная генерация в стекле с добавкой Nd^{3+} [105], а также в $CaF_2 : Dy^{2+}$ (с возбуждением солнечным светом) [106]. (*Прим. перев.*)

Таблица III

Сводка характеристик кристаллов, используемых в квантовых генераторах *)

Кристалл	Примесь	Концентрация, молярные %	Длина волны, μ	Энергия вспышки **), *дж*	Примечания	Литература
Al_2O_3	Cr^{3+}	0,01—0,05	0,6943	120	4,2° K ÷ 300° K	2, 20
		0,01	0,6943	(850 *вт*)	77° K (непрерывная)	19
		0,3—0,5	0,701—0,704	(2400 *вт*)	77° K	48, 49
CaF_2	U^{3+}	0,05	2,24	2	77° K	50
			2,49	40	77° K	50
			2,613	(1200 *вт*)	77° K (непрерывная)	82
	Sm^{2+}	0,05	0,708	5	~20°	53
	Dy^{2+}	0,03	2,36	1	77° K	83
	Tm^{2+}	0,05	1,116	50	4,2° K	84
			1,189	50	4,2° K	84
	Nd^{3+}		1,046	80	77° K	85
BaF_2	U^{3+}		2,556	12	⩽77° K	43, 86
SrF_2	U^{3+}	0,1	2,407	8—38	⩽77° K	87
	Sm^{2+}		0,6967	—	—	87
$CaWO_4$	Nd^{3+}	0,14	1,063—1,065	3—5	⩽300° K	88
		0,14		(1300 *вт*)	~85° K (непрерывная)	89
	Ho^{3+}	0,5	2,046	300	77° K	90
	Tm^{3+}	0,5	1,911	125	77° K	91
	Pr^{3+}	0,05—0,08	1,0468	70	77° K	91
	Er^{3+}		1,612	800	77° K	83
$SrMoO_4$	Nd^{3+}		1,064		300° K и 77° K	92
	Pr^{3+}	0,05—0,08	1,047	~70	77° K	92
LaF_3	Nd^{3+}		1,06			

*) Более подробная сводка свойств генераторов на различных кристаллах имеется в [107]. (*Прим. перев.*)

**) Числа пятого столбца дают электрическую энергию вспышки лампы, соответствующую порогу. Так как в разных работах используются разные осветители, эти числа имеют лишь ориентировочное значение.

излучения довольно велик, так что при требуемых концентрациях Nd^{3+} возбуждающее излучение будет проникать очень неглубоко в образец. Кроме того, использование тонких волокон приводит к ограничению числа допустимых типов колебаний. В описываемых экспериментах [57] при пороговом возбуждении первыми начинали генерировать типы колебаний с поверхностными волнами. Генерировалось излучение с несколькими длинами волн в диапазоне $\lambda = 1{,}061—1{,}062$ μ. В стекле состава 7,4%

Li_2O, 29,6% MgO, 5,7% Al_2O_3, 56,7% SiO_2 с добавкой 0,6% Yb_2O_3 получена генерация при $\lambda = 1{,}015\ \mu$ [58]. Возбуждение производится в слабой полосе поглощения 3100 Å и в сильной полосе 2200 Å.

В работе [59] обсуждалась возможность использования стекол, содержащих бензофенон и нафталин. Триплетный уровень нафталина может заселяться двумя путями: а) при безызлучательных переходах с верхних синглетных уровней нафталина; б) при передаче возбуждения с более высокого триплетного уровня бензофенона, который в свою очередь заселяется с верхних синглетных уровней. Прямые излучательные переходы с синглетных уровней на основной сильно подавляются при введении молекул в твердую матрицу, например стекло*).

VII.Г. Идея создания квантового генератора, использующего циклотронный резонанс

Все существующие оптические квантовые генераторы работают в видимой или в ближней инфракрасной областях. На самой длинной волне (7,18 μ) **) работает газовый генератор с парами Cs [60, 61]. Весьма интересно получить монохроматические излучения со значительной мощностью в далекой инфракрасной области, где применяются лишь неселективные приемники и где разрешение весьма ограничено. Высказаны идеи создания генераторов на полупроводниках, где генерация должна происходить между уровнями зоны проводимости [62, 63], расщепленными в магнитном поле. Возможность создания такой системы сильно возросла с развитием: а) оптических генераторов большой мощности и б) сверхпроводящих магнитов. Измерения циклотронного резонанса в германии при 4,2° K и $\lambda = 2$ *мм* показали, что существует тонкая структура уровней с шириной $\sim 10^{-3}$ *эв*. При достаточно сильных магнитных полях ($\sim 10^5$ *э*) и низких температурах (во избежание тепловой релаксации между уровнями) возникают условия, благоприятные для возбуждения уровней зоны проводимости излучением, например, рубинового генератора. Можно ожидать, что в подходящем резонаторе такая система будет генерировать излучение с $\lambda = 200\ \mu$ (50 $см^{-1}$).

VIII. ПРИМЕНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

VIII. А. Общие соображения

Оптический квантовый генератор как источник излучения замечателен по двум причинам. Спектральная ширина линий излучения газовых генераторов на много порядков меньше ширин линий, излучаемых обычными оптическими источниками. Мощность, приходящаяся на единичный частотный интервал в излучении квантовых генераторов, на много порядков выше, чем в излучении обычных источников. Кроме того, сильная направленность излучения генераторов приводит к огромной яркости излучения, на много порядков превышающей яркость известных источников. Сразу трудно предсказать все явления, которые будут происходить при действии столь сильных полей. Имеется много возможностей,

---

*) Недавно наблюдена генерация в нескольких новых системах: 1) в органической матрице, содержащей Eu^{3+} (хелат [108]); 2) в Eu-дибензоилметиде [109] и 3) в ZnS : Tm [110]. (*Прим. перев.*)

**) В настоящее время область генерируемых длин волн расширена до 28 μ [111]. (*Прим. перев.*)

и некоторые из них обсуждаются ниже. Ввиду быстрого прогресса в этой области мы не будем различать выполненные или невыполненные эксперименты. В первую очередь обсуждаются фундаментальные эксперименты, а затем имеющие (вероятно) технический интерес.

VIII. Б. Эксперименты по проверке теории относительности и гравитации

Хотя большинство из нас готовы принять постулат постоянства скорости света, его проверка до недавних пор основывалась на экспериментах с несколько ограниченной точностью. Результаты опыта Майкельсона и Морли показали, что скорость движения эфира не может превосходить 1/30 орбитальной скорости Земли. Один из выдающихся результатов работы с молекулярным генератором на аммиаке заключается в том, что с помощью этого генератора был установлен верхний предел скорости эфира в 1/1000 орбитальной скорости Земли. В этом эксперименте два генератора были установлены так, что их молекулярные пучки двигались в противоположных направлениях; изучались биения между этими двумя генераторами. Преимущество такой установки перед установкой Майкельсона — Морли то, что в опыте с генераторами ожидаемое изменение частоты линейно относительно v/c (v — скорость установки относительно эфира). К недостаткам относится сходство между ожидаемым эффектом и влиянием ухода частоты каждого из генераторов. Рассматривая возможность использования оптических генераторов в таких экспериментах, мы можем заметить, что: 1) наблюдаемая относительная ширина линии в современных газовых оптических квантовых генераторах меньше, чем в молекулярных генераторах СВЧ, но 2) стабильность абсолютного значения частоты хуже, чем в системах с аммиаком. Если последний недостаток удастся устранить, то можно будет провести такой же эксперимент, как с молекулярным СВЧ-генератором [64] *). Преимущества использования установки типа Майкельсона — Морли заключаются в том, что нужен лишь один генератор, так что отпадает необходимость синхронизации генераторов. Однако в эксперименте типа Майкельсона — Морли влияние движения эфира является эффектом второго порядка. Если удастся стабилизировать частоту газового оптического генератора настолько, чтобы ее уход не превышал ширину линии, т. е. ~ 2 *гц* при частоте $3 \cdot 10^{14}$ *гц*, то уровень шума в опыте по обнаружению движения эфира будет достаточен для доказательства отсутствия движения с точностью $\sim 10^{-6}$ (т. е. для измерения эффектов второго порядка с этой точностью). В момент написания этой статьи стабильность частоты газовых генераторов такова, что точность описанного эксперимента при их использовании меньше, чем при использовании генератора СВЧ на аммиаке.

Что касается проверки гравитационного красного смещения, то считается [65], что нужна стабильность частоты источника $\sim 10^{-19}$. Это значительно превышает возможности существующих систем. Можно, однако, напомнить, что современные оценки ширины линий газовых оптических генераторов показывают предел точности измерений. При доступных сейчас уровнях мощности генерации теоретическая ширина линии $\Delta\omega/\omega$ газового генератора $\sim 10^{-17}$. Вполне можно ожидать скорого достижения более высоких уровней мощности, что приведет к меньшим теоретическим ширинам линий. Однако проблемы измерения и стабилизации остаются серьезными.

---

*) Еще одна идея проверки теории относительности содержится в работе [112]. (*Прим. перев.*)

VIII.В. Томсоновское рассеяние света [66]

Огромные интенсивности излучения генератора на рубине делают возможным наблюдения рассеяния света непосредственно электронами. Сечение такого рассеяния равно $6{,}65 \cdot 10^{-25}$ *см*^{2} на один электрон. В плазме, содержащей 10^{10} электронов в 1 *см*^{3} и освещаемой импульсом излучения рубинового генератора длительностью 200 *мксек* с энергией 20 *дж*, каждый *см*^{3} рассеет $4{,}7 \cdot 10^5$ фотонов. Если на приемник попадает 5% рассеянных фотонов и если квантовый выход фотоэмиссии равен 4%, отношение сигнал/шум будет $\sim$30. Приведенные цифры вполне доступны для современной аппаратуры.

VIII.Г. Исследования корреляции фотонов

Легкость экспериментальной проверки корреляции фотонов сильно зависит от вырождения исследуемого излучения. Поскольку вырождение излучения любого теплового источника весьма мало (п. II.В), эксперименты сильно затруднены тем, что дробовой шум в приемной системе значительно превосходит ожидаемый эффект, обусловленный корреляцией. Несмотря на такие трудности, эти эффекты были четко продемонстрированы [67,7]. Отношение сигнал/шум в [67] имеет вид

$$\frac{S}{N} = \text{const} \cdot \frac{\int\limits_0^\infty \alpha^2(\nu)\, n^2(\nu)\, d\nu}{\int\limits_0^\infty \alpha(\nu)\, n(\nu)\, d\nu}, \tag{8,1}$$

где α — квантовая эффективность приемника света и n — число фотонов, приходящееся на полосу 1 *гц*. При использовании ртутной лампы в качестве источника света величина n вблизи синей линии ртути $\lambda = 4358$ Å оказалась равной $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ *сек*$^{-1}$ *гц*$^{-1}$. При этом для корреляции между двумя отдельными выходами фотоэлемента было получено отношение сигнал/шум, равное 17 при времени наблюдения 4 часа. Столь длительное время наблюдения обусловливает весьма жесткие требования к дрейфу нуля. На первый взгляд применение оптического генератора в качестве источника должно значительно облегчить эксперимент. В этом случае когерентность излучения поверхности, значительно превышающей длину волны, приводит к огромному количеству фотонов в секунду в единичной полосе. Например, известно [30, 113], что можно получить интерференцию волн, исходящих из участков торца рубина, которые отстоят на $\sim$ 3 *мм*. Допуская, что рубин излучает 1 *дж* за 200 *мксек* в полосе $\Delta\nu = 5 \cdot 10^8$ *гц*, получаем $3 \cdot 10^{13}\ \frac{\text{фотонов}}{\text{сек} \cdot \text{гц}}$. Однако из п. II.Г ясно, что на самом деле эксперименты с оптическим генератором дадут сведения о корреляции фотонов не более точные, чем в [67], поскольку наблюденные в этих опытах флуктуации являются, по существу, флуктуациями, связанными с гауссовым светом. В этом случае флуктуации даются статистикой Бозе — Эйнштейна. Наша уверенность в применимости статистики Бозе — Эйнштейна основана на том, что применение этой статистики ведет к закону Планка, относящемуся к тепловому излучению. Можно ожидать, что статистика Бозе — Эйнштейна не будет применима к негауссову излучению квантового генератора, поэтому эффекты корреляции (такие, как наблюдались в [67]) не должны проявиться. Исследования корреляции в излучении квантовых генераторов должны дать информацию о виде статистики, применимой к этому типу поля. Трудности такого исследования

обусловлены тем, что в современных системах флуктуации частоты связаны с нестабильностью и что их длительность по большей части мала по сравнению с величиной, обратной ширине полосы. Вероятно, ввиду большей стабильности для таких экспериментов будут использованы газовые системы.

VIII.Д. Интерференция при больших разностях хода

При использовании обычных источников света разность хода в интерферометрах ограничена несколькими метрами (из-за ограниченной длины когерентных цугов волн). Как упоминалось во введении, ширину спектра можно уменьшить с помощью последовательности интерферометров ФП. Однако при этом интенсивность излучения любого стандартного источника с узкими линиями уменьшится столь сильно, что очень малое отношение сигнал/шум исказит конечный результат. Мощные источники когерентного излучения делают вполне возможной интерференцию при очень большой разности хода. В генераторах с резонаторами типа ФП можно получить очень узкие линии. Но с точки зрения стабильности и точности частоты излучения возникает трудность, связанная с тем, что обычно ширина атомной или молекулярной линии велика по сравнению с полосой резонатора. При этих условиях частота генерации определяется резонатором и при изменении его параметров будет меняться в диапазоне, который может составлять значительную часть ширины атомной линии. Если достичь достаточного усиления за одно прохождение волны вдоль активной среды, то можно обойтись без резонатора. Тогда частота генерируемой линии будет близка к центру линии флуоресценции генерирующего вещества. В кристалле рубина наблюдалась генерация при отсутствии зеркала на одном из торцов [68]; ширина линии генерации вблизи порога была меньше 0,0025 $см^{-1}$. Эта величина того же порядка, что и наблюдаемая в источнике света с атомным (Cd) пучком. Ширина линии генератора на He — Ne на много порядков меньше этой величины, однако этот генератор пока не может работать без резонатора, так что точная частота генерации может меняться. Однако известно, что уже сейчас это изменение может быть меньше ширины линии обычного источника с узкими линиями *).

VIII.Е. Генерация гармоник **)

Оптическая поляризуемость пьезоэлектриков меняется с напряженностью электрического поля; изменение описывается уравнением как с квадратичными, так и с линейными членами. Соответствующие коэффициенты малы, так что при интенсивностях излучения обычных источников никаких нелинейных эффектов обнаружить не удается. При облучении кристаллического кварца очень интенсивным излучением рубинового генератора наблюдалась генерация гармоник [69]. Аналогичные явления теперь известны во многих других веществах, приведенных в табл. IV. Надо заметить, что в триглицин-сульфате генерация второй гармоники возможна лишь при температуре ниже 50° С (выше этой температуры структура кристалла меняется).

Эффективность генерации второй гармоники зависит от дисперсии применяемого вещества. Это обусловлено тем, что корреляция фазы между

*) Недавно наблюдалась интерференция в излучении гелий-неонового генератора при очень больших разностях хода (до 200 *м*) [114]. (*Прим. перев.*)

**) Подробный обзор состояния вопроса см. в работе [115]. (*Прим. перев.*)

Таблица IV

Относительные интенсивности второй гармоники [70]

Вещество	Ориентация *)	Относительная интенсивность
Калий-дигидрогенфосфат (КДФ)	(110)	1000
Аммоний-дигидрогенфосфат (АДФ)	(110)	720
Ниобат натрия с добавкой калия	(101)	230
Кварц	(001)	34,0
Хлористый натрий	(110)	11,0
	(111)	8,0
Турмалин	(001)	10,0
Триглицинсульфат	(101)	3,2
	(100)	1,3
	(001)	1,0
Соль Рошелля (калий-натрий—тартрат)	(110)	1,2
Бромистый натрий	(111)	0,54
Гуанидин-алюмоселенат·$6H_2O$	(001)	2,0
Гуанидин-галлосульфат·$6H_2O$	(001)	0,82
Гуанидин-алюмосульфат·$6H_2O$	(001)	0,39
Гуанидин-галлоселенат·$6H_2O$	(001)	0,21

*) Плоскость, указанная в столбце «Ориентация», расположена нормально к возбуждающему свету.

возбуждающим излучением и его второй гармоникой будет, вообще говоря, нарушаться из-за различий как в скорости, так и в направлении. В некоторых кристаллах, в зависимости от двойного преломления и дисперсии, возможны направления, вдоль которых корреляция фазы сохраняется. В этих направлениях можно ожидать существенного возрастания второй гармоники по сравнению с другими направлениями.

Исследования зависимости интенсивности гармоник от ориентации кристалла калий-дигидрогенфосфата (КДФ) при возбуждении излучением рубинового генератора [71] показало ожидаемое увеличение интенсивности гармоник в направлениях, вдоль которых красный и синий лучи пространственно совпадают. Сообщалось также [72] о 300-кратном увеличении интенсивности гармоники в этом кристалле при достижении критического направления. При наиболее благоприятных условиях отношение числа квантов гармоники (синий) к числу квантов возбуждающего излучения (красный) равно 10^{-6}. Близкое отношение наблюдается и в кварце. В последнем случае, по-видимому, возможна генерация третьей гармоники. (Кварц прозрачен для длины волны третьей гармоники, т. е. для $\lambda = 2310$ Å.)

Кроме генерации второй гармоники, наблюдалось также смешение (разных) частот [73]. В этих опытах использовался тот факт, что длина волны генерации рубина зависит от температуры [74]. Разность длин волн генерации между температурой жидкого азота и комнатной составляет около 10 Å. При одновременном облучении кристалла триглицин-сульфата излучением от холодного и горячего кристаллов наблюдалось излучение как гармоник обеих частот, так и суммарной частоты. Генерация разностных частот в фотокатодах является обычным методом исследования излучения оптических генераторов (см. [93]). При использовании лампы бегущей волны получен [75] разностный тон в диапазоне $(2—4)\cdot 10^3$ *Мгц*. Эти результаты обсуждены в [94]. Суммарные частоты наблюдались также [76]

при смешении излучения рубинового генератора с желтым или зеленым излучением ртутной лампы высокого давления.

Возможности использования оптических генераторов для возбуждения при генерации субгармоник обсуждены в [77].

VIII.Ж. Оптическое возбуждение квантовых генераторов СВЧ

Мощное, весьма монохроматичное излучение рубинового генератора позволяет создавать инверсную заселенность между подуровнями основного состояния кристалла. Благодаря этому возможно усиление на СВЧ, причем частоту такого усилителя можно менять, прикладывая магнитное поле. В магнитном поле два подуровня основного состояния расщепляются на четыре подуровня. Между одним из этих подуровней и уровнем ^2E рубина (рис. 7) можно вызвать переходы, если излучением оптического рубинового генератора освещать кристалл рубина, охлажденный до температуры жидкого гелия и помещенный в СВЧ-резонатор. Точная частота возбуждающего излучения подстраивается изменением температуры оптического генератора. Благодаря чрезвычайной узости возбуждающей линии, в переходах участвует только один из подуровней основного состояния. Вычисления показывают [78], что при доступных сейчас плотностях энергии должна получаться значительная инверсия на подуровнях основного состояния рубина в течение нескольких сотен *мксек*. В экспериментах [79] обнаружены усиление и генерация, полученные этим методом, на частоте 22 400 *Мгц* в магнитном поле напряженностью 6500 *э*. Эксперименты также показали возможность усиления на частоте 57 000 *Мгц* при напряженности поля 21 000 *э*. Подобным же образом использование оптического генератора для возбуждения определенного верхнего уровня позволит легко провести эксперименты типа двойного резонанса.

VIII.И. Другие применения оптических квантовых генераторов

Инженеру-связисту может показаться чудовищным, что обсуждение важности оптических генераторов для его области отодвинуто в самый конец статьи. Извинением может служить лишь недостаток места для этой темы. Использование для связи столь высоких частот, как оптические, привлекательно потому, что на одной несущей частоте здесь можно передавать огромное количество каналов связи. Проведены эксперименты по передаче информации с помощью некогерентного инфракрасного излучения; в этих экспериментах использовались излучения с $\lambda = 8600$ Å и $\Delta\lambda = 100$ Å диода GaAs. Оценено, что такой пучок излучения может служить 20 телевизионными или 20 000 звуковыми каналами одновременно. Такое устройство очень просто в том отношении, что, модулируя ток питания, можно непосредственно модулировать излучение. Некогерентность излучения GaAs-диода является недостатком с точки зрения связи, так как здесь отсутствует сильная направленность излучения оптических генераторов, что ведет к повышению необходимой мощности при передаче информации на большие расстояния *). В настоящее время проблема модуляции излучения обычных оптических генераторов, достаточно высокочастотной для полного использования высокой емкости канала связи, еще не решена. Среди многих исследуемых методов модуляции

*) Недавно удалось получить вынужденное излучение диодов из GaAs [116] (исследование свойств см. [117]), а также некоторых других полупроводниковых диодов [118]. *Прим. перев.*)

можно упомянуть об использовании изменения в электрическом поле двойного лучепреломления кристаллов типа КДР, которые позволяют модулировать излучение частотами 50—100 *Мгц*. Представляется возможным использование полупроводников, в которых можно модулировать концентрацию носителей тока (например, полем) с частотами, близкими к пределу возможностей современной СВЧ-техники. Возникающую при этом модуляцию оптических свойств можно углубить, используя подходящие многослойные системы. Такое модулирующее зеркало можно поставить вне резонатора, на пути пучка, или сделать его одним из зеркал резонатора.

Оптическая связь существенна также при космических полетах. Обычные радиоволны, по-видимому, не проходят через плазму, окружающую космический корабль при входе в атмосферу. Поэтому хорошим решением проблемы точной локации космического корабля или спутника является использование излучения квантового генератора с земли при наличии уголкового отражателя на корабле. Кроме того, можно использовать спутник как триангуляционную точку при измерении пространств, значительно превосходящих по размерам доступные обычным методам.

Рубиновый генератор является отличным источником света для возбуждения комбинационных спектров, уменьшая экспозицию, необходимую для съемки этих спектров [80]. Замечательным открытием в этой области является вынужденное комбинационное излучение органических жидкостей, таких как нитробензол, циклогексан, толуол и пиридин [119]. Излучение мощного рубинового генератора направляют через поляризатор на кювету с жидкостью. За кюветой стоят электрооптический затвор и зеркало. Эта система, таким образом, подобна той, которая применена при получении гигантских импульсов генерации (п. VII.Б, а)). Создание высокой добротности резонатора в момент максимальной инверсии позволяет возникнуть генерации на частотах линий комбинационного рассеяния. Такое излучение нитробензола, находящегося в кювете, наблюдалось при $\lambda = 7660$, 8500 и 9600 Å. Угловое расхождение комбинационного излучения оказалось того же порядка, что и расхождение возбуждающего излучения. Эффективность преобразования энергии при этом процессе была очень высокой.

Описано также применение очень интенсивных пиков генерации рубина для скоростной фотографии [81]. Фокусируя излучение оптического генератора, можно получить весьма большие плотности энергии. Так, рубиновый генератор, излучающий 100 *дж* за 200 *мксек* в конусе с половинным углом 0,25°, дает в фокусе линзы с $f = 1$ *см* освещенность 10^{10} *вт·см*$^{-2}$ (средняя мощность за время импульса излучения). В отдельных пиках мощность составляет 10^{13}—10^{14} *вт·см*$^{-2}$. Иногда мощность излучения выражают в «лезвиях», имея в виду количество бритвенных лезвий, которые можно прожечь при вспышке. Эта возможность была использована при сварке; предполагается использовать излучение генераторов для обработки материалов (например, сильно радиоактивных) в вакууме. В медицине оптические генераторы предлагается использовать для разрушения отдельных клеток или для лечения расслоившейся ретины (сетчатки глаза).

Здесь приведены лишь краткие сведения о возможных применениях оптических генераторов. По-видимому, сейчас еще рано говорить об исследовании фотон-фотонного рассеяния (если только теоретические оценки сечений достоверны). Химические реакции могут быть подвергнуть действию доступных теперь больших плотностей энергии излучения. Мы закончим статью, упомянув об оптической локации Луны. Импульс излучения рубина, посланный к Луне, был принят на Земле через 2 *сек*. Генератор находился в фокусе зеркала диаметром 32,5 *см*, а приемник в фокусе зеркала диаметром 122 *см*.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. P. Gordon, H. Z. Zeiger and C. H. Townes, Phys. Rev. **95**, 282 (1954).
2. T. H. Maiman, Nature **187**, 493 (1960).
3. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., and D. R. Herriott, Phys. Rev. Letts. **6**, 3 (1961).
4. E. Wolf, Proc. Roy. Soc. **A230**, 246 (1955); там же **A225**, 96 (1954).
5. H. E. J. Neugebauer, JOSA **52**, 470 (1962).
6. R. H. Brown and R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. **A242**, 300 (1957).
7. A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen and P. O. Johnson, Phys. Rev. **99**, 1691 (1955).
8. H. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
9. I. R. Senitzky, Phys. Rev. **111**, 3 (1958); там же **115**, 227 (1959); **119**, 1807 (1960).
10. Pao Joh Han, JOSA **52**, 871 (1962).
11. W. J. Condell and H. I. Mandelberg, Appl. Opt. **1**, 771 (1962).
12. A. G. Fox and T. Li, Proc. IRE **48**, 1904 (1960); Bell. Syst. Tech. J. **40**, 453 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 325).
13. A. Kastler, Appl. Opt. **1**, 17 (1962).
14. Л. Д. Вильнер, С. Г. Раутиан и А. С. Хайкин, Опт. и спектр. **12**, 437 (1962).
15. S. J. Sage, Appl. Opt. **1**, 173 (1962).
16. C. L. Tang, Appl. Opt. **1**, 768 (1962).
17. A. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).
18. Дж. Зингер, Мазеры, М., ИЛ, 1961.
19. D. F. Nelson and W. S. Boyle, Appl. Opt. **1**, 181 (1962).
20. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett and W. Kaiser, Phys. Rev. Letts. **5**, 303 (1960).
21. T. Li and S. D. Sims, Proc. IRE **50**, 464 (1962).
22. J. Kremen, Appl. Opt. **1**, 773 (1962).
23. G. E. Devlin, J. McKenna, A. D. May and A. L. Schawlow, Appl. Opt. **1**, 11 (1962) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 436).
24. O. Svelto, Appl. Opt. **1**, 745 (1962).
25. P. A. Miles and H. E. Edgerton, J. Appl. Phys. **32**, 740 (1961).
26. S. Sugano, Appl. Opt. **1**, 295 (1962).
27. D. S. McClure, Solid State Physics, vol. 9, Academic Press, New York, 1959.
28. T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa and V. Evtuchov, Phys. Rev. **123**, 1151 (1961).
29. R. D. Olt, Appl. Opt. **1**, 25 (1962).
30. M. Hercher, Appl. Opt. **1**, 665 (1962).
31. L. Tonks, J. Appl. Phys. **33**, 1980 (1962).
32. P. Kisliuk and D. J. Walsh, Appl. Opt. **1**, 45 (1962).
33. D. Weisman, Appl. Opt. **1**, 672 (1962).
34. I. Abella and C. H. Townes, Nature **192**, 957 (1961).
35. M. Ciftan, A. Krutchkoff and S. Koozekanani, Proc. IRE **50** 84 (1962).
36. V. Evtuchov and J. K. Neeland, Appl. Opt. **1**, 517 (1962).
37. L. Mandel, Proceedings of Conference on Optical Instruments and Techniques, Chapman and Hall, London, 1962.
38. E. S. Dayhoff and B. Kessler, Appl. Opt. **1**, 339 (1962).
39. E. L. Clark, R. G. Wuerker and C. M. York, JOSA **52**, 878 (1962).
40. G. R. Hanes and B. P. Stoicheff, Nature **195**, 587 (1962).
41. G. Makhov, J. Appl. Phys. **33**, 202 (1962).
42. D. M. Sinnett, J. Appl. Phys. **33**, 1578 (1962).
43. H. A. Bostick and J. R. O'Connor, Proc. IRE **50**, 219 (1962).
44. R. J. Collins and P. Kisliuk, J. Appl. Phys. **33**, 2009 (1962).
45. F. J. McClung and R. W. Hellwarth, J. Appl. Phys. **33**, 828 (1962).
46. M. S. Lippsett and M. W. P. Strandberg, Appl. Opt. **1**, 343 (1962).
47. J. P. Wittke, J. Appl. Phys. **33**, 2333 (1962).
48. I. Wieder and L. R. Sarles, Phys. Rev. Letts. **6**, 95 (1961).
49. A. L. Schawlow and G. E. Devlin, Phys. Rev. Letts. **6**, 96 (1961).
50. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, Phys. Rev. Letts. **5**, 557 (1960).
51. G. D. Boyd, R. J. Collins, S. P. S. Porto, A. Yariv and W. A. Hargreaves, Phys. Rev. Letts. **8**, 296 (1962).
52. R. C. Duncan, Z. J. Kiss and J. P. Wittke, J. Appl. Phys. **33**, 2568 (1962).
53. P. P. Sorokin and M. J. Stevenson, IBM, J. Res. and Dev. **5**, 56 (1961).
54. J. R. O'Connor and H. A. Bostick, J. Appl. Phys. **33**, 1868 (1962).
55. J. Konitzer, J. Longo, R. Jarka and H. N. Hersh, Nature **193**, 157 (1962).

56. W. Kaiser and M. J. Keck, J. Appl. Phys. **33**, 762 (1962).
57. E. Snitzer, Phys. Rev. Letts. **7**, 444 (1961).
58. H. W. Etzel, H. W. Gandy and R. J. Ginther, Appl. Opt. **1**, 534 (1962).
59. D. J. Morantz, B. G. White and A. J. C. Wright, Phys. Rev. Letts. **8**, 23 (1962) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 170).
60. S. Jacobs, G. Gould and P. Rabinowitz, Phys. Rev. Letts. **7**, 415 (1961) (см. перевод в сб. «Лазеры», М., ИЛ, 1963, стр. 269).
61. P. Rabinowitz, S. Jacobs and G. Gould, Appl. Opt. **1**, 513 (1962).
62. B. Lax, в сб. Quantum Electronics, ed. by C. H. Townes, Columbia Univ. Press, New York, 1960, стр. 428.
63. B. Lax, в сб. Advances in Quantum Electronics, ed. by J. R. Singer, Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 465.
64. J. P. Cedarholm, G. F. Bland, B. L. Havens and C. H. Townes, Phys. Rev. Letts. **1**, 342 (1958).
65. L. I. Schiff, Phys. Rev. Letts. **4**, 215 (1960).
66. T. P. Hughes, Nature **194**, 268 (1962).
67. R. Q. Twiss, A. G. Little and R. Hanbury Brown, Nature **180**, 324 (1957).
68. L. F. Mollenhauer, G. F. Imbusch, H. W. Moos and A. L. Schawlow, Bull. Amer. Phys. Soc. **7**, 445 (1962).
69. P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinrich, Phys. Rev. Letts. **7**, 118 (1961).
70. A. Savage and R. C. Miller, Appl. Opt. **1**, 661 (1962).
71. J. A. Giordmaine, Phys. Rev. Letts. **8**, 19 (1962).
72. P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff and C. M. Savage, Phys. Rev. Letts. **8**, 21 (1962).
73. M. Bass, P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinrich, Phys. Rev. Letts. **8**, 18 (1962).
74. I. D. Abella and H. Z. Cummins, J. Appl. Phys. **32**, 1177 (1961).
75. B. J. McMurtry and A. E. Siegman, Appl. Opt. **1**, 15 (1962).
76. A. W. Smith and N. Breslau, IBM J. Res. and Dev. **6**, 361 (1962).
77. A. E. Siegman, Appl. Opt. **1**, 739 (1962).
78. J. P. Ready and D. Chen, Proc. IRE **50**, 329 (1962).
79. D. P. Devor, I. J. D'Haenens and C. K. Asawa, Phys. Rev. Letts. **8**. 432 (1962).
80. S. P. S. Porto and D. L. Wood, JOSA **52**, 251 (1962).
81. T. Yajima, F. Shimizu and K. Shimoda, Appl. Opt. **1**, 770 (1962).
82. G. D. Boyd, R. J. Collins, S. P. S. Porto and A. Yariv, Phys. Rev. Letts. **8**, 269 (1962).
83. Z. J. Kiss and R. C. Duncan, Jr., Proc. IRE **50**, 1531 (1962).
84. Z. J. Kiss and R. C. Duncan, Jr., Proc. IRE **50**, 1532 (1962).
85. L. F. Johnson, J. Appl. Phys. **33**, 756 (1962).
86. S. P. S. Porto and A. Yariv, Proc. IRE **50**, 1542 (1962).
87. S. P. S. Porto and A. Yariv, Proc. IRE **50**, 1543 (1962).
88. L. F. Johnson and K. Nassau, Proc. IRE **49**, 1704 (1961).
89. L. F. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassau and R. R. Soden, Proc. IRE **50**, 213 (1962).
90. L. F. Johnson and K. Nassau, Proc. IRE **50**, 87 (1962).
91. L. F. Johnson, G. D. Boyd and K. Nassau, Proc. IRE **50**, 86 (1962).
92. L. F. Johnson and R. R. Soden, J. Appl. Phys. **33**, 757 (1962).
93. W. R. Bennett, Jr., Appl. Opt., Suppl. No. 1, 24 (1962) (см. перевод: УФН **81** (1), 119 (1963)).
94. L. Mandel, Optical Maser Meeting, Univ. College, London, Sept. 27—28, 1962.
95. R. C. Williams, Appl. Opt., Suppl., No. 1, 63 (1962).
96. W. L. Bond, Appl. Opt., Suppl. No. 1, 114 (1962).
97*. S. Koozekanani, M. Ciftan, A. Krutchkoff, Appl. Opt. **1**, 372 (1962)*).
98*. J.-Ch. Vienot, N. Aebisher, J. Bulabois, Compt. rend. **254**, 1596 (1962).
99*. D. F. Nelson, R. J. Collins, J. Appl. Phys. **32**, 739 (1961).
100*. D. A. Berkeley, G. J. Wolga, Phys. Rev. Letts. **9**, 479 (1962).
101*. T. P. Hughes, Nature **195**, 325 (1962); S. L. Ridgway, G. L. Clark, C. M. York, JOSA, **53**, 700 (1963); В. В. Коробкин, А. М. Леонтович, ЖЭТФ **44**, 1847 (1963).
102*. А. М. Прохоров, Радиотехника и электроника 8, 1073 (1963).
103*. F. J. McClung, S. E. Schwarz, F. J. Meyers, J. Appl. Phys. **33**, 3139 (1962).

*) Литература, помеченная звездочкой, добавлена при переводе.

104*. E. J. Woodbury, W. K. Ng, Proc. IRE **50**, 2367 (1962).
105*. C. G. Young, Appl. Phys. Letts. **2**, 151 (1963).
106*. Z. J. Kiss, H. R. Lewis, R. C. Duncan, Jr., Appl. Phys. Letts. **2**, 93 (1963).
107*. L. F. Johnson, J. Appl. Phys. **34**, 897 (1963).
108*. N. E. Wolff, R. J. Pressley, Appl. Phys. Letts. **2**, 152 (1963).
109*. A. Lempicki, H. Samielson, Appl. Phys. Letts. **2**, 159 (1963); Physics Letts. **4**, 133 (1963).
110*. S. Ibuki, D. W. Langer, Appl. Phys. Letts. **2**, 95 (1963).
111*. W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. K. N. Patel, Bull. Am. Phys. Soc. II, **8**, 299 (1963).
112*. C. W. Carnahan, Proc. IRE **50**, 1976 (1962).
113*. J. F. Ready, Appl. Opt. **2**, 151 (1963).
114*. T. Morokuma et al., JOSA **53**, 394 (1963); NBS, Tech. News Bull. **47**, 80 (1963).
115*. P. A. Franken, J. F. Ward, Rev. Mod. Phys. **35**, 23 (1963).
116*. M. I. Nathan et al., Appl. Phys. Letts. **1**, 62 (1962); M. I. Nathan, G. Burns, там же **1**, 89 (1962); T. M. Quist et al., там же **1**, 91 (1962); B. Bölger et al., Physics Letts. **3**, 252 (1963).
117*. G. Chroff et al., Appl. Phys. Letts. **2**, 173 (1963); G. Burns et al., IBM, J. Res. and Dev. **7**, 62 (1963); G. Burns, M. I. Nathan, Proc. IRE, **51**, 471 (1963).
118*. N. Holonyak, S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Letts. **1**, 82 (1962); K. Weiser, R. S. Levitt, там же **2**, 178 (1963); I. Melngailis, там же **2**, 176 (1963).
119*. G. Eckardt et al., Phys. Rev. Letts. **9**, 455 (1962).
120*. H. H. Theissing et al., Appl. Opt. **2**, 291 (1963).