

УДК 621.375.9 : 535

**И. М. БЕТЕРОВ, Ю. А. МАТЮГИН, Г. А. МИЛУШКИН,
Б. И. ТРОШИН, В. П. ЧЕБОТАЕВ**
(Новосибирск)

**ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР
НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
($\lambda=0,63$ мкм), Ч. 2
СЕЛЕКЦИЯ ТИПОВ КОЛЕБАНИЙ
В He-Ne ЛАЗЕРЕ НА $\lambda=0,63$ мкм.**

Введение. В оптических резонаторах, как известно, может одновременно возбуждаться большое число собственных колебаний, которые отличаются как частотами, так и распределением электромагнитного поля вдоль направления распространения излучения и в поперечном сечении резонатора. Спектр излучения газового лазера, а также пространственные характеристики пучка (расходимость, распределение интенсивности в поперечном сечении) определяются совокупностью генерирующих типов колебаний, которые лежат внутри линии усиления активной среды и для которых выполнено условие генерации.

Обычно газовый лазер, если не приняты специальные меры, генерирует одновременно несколько типов колебаний, отличающихся как продольными, так и поперечными индексами. Между тем для практических применений, например для связи, голографии, оптической локации и т. д., как правило, необходима генерация только на одной основной аксиальной моде. При этом обеспечивается как максимальная направленность выходного излучения, определяемая только дифракционной расходимостью, так и минимальная ширина спектра излучения. Селекция типов колебаний резонаторов оптических квантовых генераторов основана на создании условий, при которых увеличиваются потери для нежелательных типов колебаний.

Наибольшие трудности связаны с подавлением продольных типов колебаний для получения одночастотной генерации с достаточно высокой мощностью излучения. Наиболее простой метод заключается в соответствующем выборе уровня мощности накачки. Именно, если уровень мощности накачки превосходит пороговое значение лишь настолько, что усиление превышает потери только в центре линии усиления, то лазер будет генерировать лишь на одной частоте вблизи максимума усиления. При уменьшении длины резонатора одномодовый режим при заданном превышении может быть достигнут за счет увеличения расстояния в шкале частот между соседними типами колебаний. В обоих

случаях малая выходная мощность обусловлена необходимостью работы при ограниченном превышении усиления над порогом.

Чтобы устранить это ограничение, используются различные методы селекции типов колебаний. Существуют два принципиально различных подхода к решению проблемы селекции типов колебаний в газовых лазерах. Первый подход заключается в такой модификации оптического резонатора, при которой условие может быть выполнено только для одного типа колебаний. К настоящему времени предложено значительное число резонансных систем, в которых осуществляется выделение отдельных типов колебаний по добротности. Краткий анализ этих систем будет дан ниже.

Второй подход менее очевиден. Он заключается в использовании насыщения усиления и поглощения в газе под действием сильного монохроматического поля. Так как лазеры имеют очень широкий диапазон длин волн, коэффициентов усиления, геометрических размеров, мощностей и т. д., то в каждом конкретном случае следует рассматривать особенности предложенных методов, которые делают их более или менее пригодными для данного лазера.

Здесь нас будет интересовать селекция продольных типов колебаний в He—Ne лазере на $\lambda = 0,63$ мкм (переход $3s_2 - 2p_4\text{Ne}$), осуществляемая с целью получения стабильного по частоте излучения на этой длине волны с выходной мощностью 5—10 мВт.

Краткий обзор методов селекции продольных типов колебаний с модифицированным резонатором. Простейшей из используемых для селекции продольных типов колебаний многозеркальных систем является трехзеркальная система [1, 2]. Эффективный коэффициент отражения, связанный с возникающим за счет третьего зеркала дополнительным резонатором, периодически изменяется в зависимости от частоты, причем период определяется длиной этого дополнительного интерферометра. Расстояние между зеркалами выбирается таким образом, чтобы разность частот между последовательными максимумами коэффициента отражения вторичного резонатора была несколько больше ширины атомной линии. Подавление части аксиальных типов колебаний может быть достигнуто также введением в резонатор интерферометра Фабри — Перо, ориентированного под некоторым углом к оптической оси системы [3] или плоскопараллельной пластинки. К недостаткам указанных методов следует отнести недостаточную остроту селекции, что ограничивает их применимость лишь при малом превышении усиления над порогом.

Более высокая острота селекции обеспечивается при применении систем, предусматривающих разделение лазерного пучка внутри резонатора с последующей интерференцией отдельных лучей. К ним прежде всего относятся несколько вариантов использования интерферометра Майкельсона в резонаторе Фабри — Перо [4—8]. Главное преимущество этих методов состоит в возможности получения наименьших потерь для основного продольного типа колебаний при заданной остроте селекции (разности потерь основного и соседних типов), что обеспечивает большую мощность одночастотного режима. Тем не менее значительные потери на оптических элементах не позволяют обеспечить эффективность селекции (отношение мощности генерации в одночастотном режиме к полной выходной мощности в отсутствие селектора типов колебаний) более чем 10—20%.

Весьма перспективным является очень простой способ выделения одного продольного типа колебаний, в котором используется пространственная периодичность электрического поля стоячей волны в оптическом резонаторе. Метод состоит во введении в резонатор газового ла-

зера тонкой поглощающей пленки, толщина которой значительно меньше длины волны [9—11]. Мощность, которая выделяется в поглощающей пленке, пропорциональна квадрату электрического поля, в котором она находится. Следовательно, если она попадает в узел стоячей волны, то она не вносит потерь в резонатор. Наоборот, при помещении ее в пучность электрического поля в ней выделяется большая мощность и она вносит максимальное затухание в резонатор. Используя различное положение узловых поверхностей типов колебаний с различными продольными индексами, помещая поглощающую пленку в узел выделяемого типа колебаний, можно вносить значительные потери для остальных нежелательных типов колебаний резонатора. В [10] было установлено, что поглощающая пленка вносит крайне малые потери в выделяемый тип колебаний (около 0,2—0,3%). Это позволило получить высокую (70%-ю) эффективность селекции. Недавно был предложен метод селекции типов колебаний, основанный на введении тонкого рассеивающего слоя в поле стоячей волны [12]. Этот метод может обеспечить селекцию при достаточно высоком превышении усиления над порогом, так как невозможно изготовить поглощающую пленку с достаточно большим поглощением и малой толщиной. Однако потери в рассеивающем слое при использовании его в He-Ne лазерах несколько больше.

Мы рассмотрели резонаторные методы селекции типов колебаний с целью получения одночастотной генерации с максимальной выходной мощностью. Для подавляющего числа практических задач, наряду с этим, требуется обеспечение стабильности излучаемой частоты. Как известно, основной причиной нестабильности частоты газовых лазеров является изменение длины резонатора Фабри — Перо, вызываемое температурным воздействием окружающей среды, акустическими и механическими вибрациями, нестабильностью плазмы газового разряда, в результате которой изменяется коэффициент преломления, и т. д. В настоящее время наиболее широко распространены методы активной стабилизации частоты лазера, сущность которой заключается в выделении сигнала расстройки резонатора и воздействии полученным сигналом на регулирующее эту расстройку устройство.

Необходимость регулирования оптической длины при стабилизации частоты излучения налагает определенные требования и по отношению к методу селекции типов колебаний. Действительно, введение дополнительных резонансных элементов изменяет не только добротность отдельных продольных типов колебаний, но и их резонансные частоты. Собственная частота модифицированного резонатора начинает зависеть от соотношения нескольких оптических длин. Поэтому удержание постоянной частоты излучения требует одновременного коррелированного изменения положения нескольких оптических элементов (зеркал). Это, естественно, снижает надежность работы лазера и значительно усложняет систему автоматического регулирования.

Второй существенный недостаток рассмотренных выше способов селекции продольных типов колебаний заключается в невозможности плавной перестройки частоты выделяемого типа колебаний по контуру линии усиления. Поэтому зависимость мощности генерации при перестройке длины носит сложный характер, вызываемый либо амплитудной модуляцией вследствие изменения добротности, либо «перескоками» с одного типа колебаний на другой. Это приводит к значительным трудностям при выделении нуля оптического дискриминатора.

Эти недостатки заставили нас обратиться к методу селекции типов колебаний, основанному на введении нелинейного поглощения в резонатор He-Ne лазера. О селективных свойствах нелинейного поглоще-

ния в коротком газовом лазере сообщалось нами впервые в работе [13]. В [14, 15] мы сообщали о целом ряде явлений в He—Ne лазере ($\lambda=0,63$ мкм) с большим превышением усиления над потерями, в резонатор которого была введена ячейка с резонансно-поглощающим газом. В этом лазере впервые была осуществлена эффективная селекция типов колебаний, основанная на использовании свойства поглощения эффективно (значительно сильнее, чем усиление) насыщаться под действием интенсивного электромагнитного поля оптической частоты. Аналогичные результаты были получены позднее в [16]. Недавно в [17] сообщалось об одночастотном режиме без использования селектирующих элементов, достигнутом за счет большого однородного насыщения усиления в сильном поле. Эти методы селекции представляют второй основной подход к проблеме селекции продольных типов колебаний в газовых лазерах.*

Селекция типов колебаний в газовых лазерах с неоднородно уширенной линией усиления. В большинстве распространенных газовых лазеров линия усиления представляет гауссово распределение лоренцевых линий, обусловленное тепловым движением возбужденных атомов, причем, как правило, естественная ширина линии мала по сравнению с доплеровской шириной. Особенность насыщения такой неоднородно уширенной линии электромагнитным полем, как известно, состоит в том, что уменьшение усиления на частоте генерации до уровня собственных потерь резонатора не сопровождается пропорциональным уменьшением усиления на всех других частотах. В неоднородно уширенной линии при этом образуется провал Беннетта [20], с шириной, которую мы обозначили через $2\Gamma_1$ (рис. 1). В этом случае усиление слабого поля для других частот в присутствии сильного поля на центральной частоте будет описываться кривой 2. Нетрудно заметить, что в области частот, в которой кривая 2 проходит выше линии потерь, усиление слабого сигнала превышает собственные потери резонатора для отдельных типов колебаний и, следовательно, возможна генерация. Оптимальное решение проблемы селекции типов колебаний состоит во введении селективных потерь в резонатор, спектральное распределение которых соответствовало бы виду фигуры, ограниченной кривой 2 и линией потерь. Если $\Gamma_1 \gg \Gamma$, где Γ — лоренцева полуширина, то аналитически кривая для

потерь может быть записана в виде

$$\Delta R(\omega_n) \approx \left[G_0 e^{-\left(\frac{\omega_n}{kv}\right)^2} - R \right] \times \frac{\omega_n^2}{\omega_n^2 + \Gamma_1^2}, \quad (1)$$

где ω_n — расстройка частоты собственного типа колебаний от центра линии усиления. Нетрудно заметить, что $\Delta R(0) = 0$. Другими словами, оптимальным вариантом селектора был бы такой, при котором вводи-

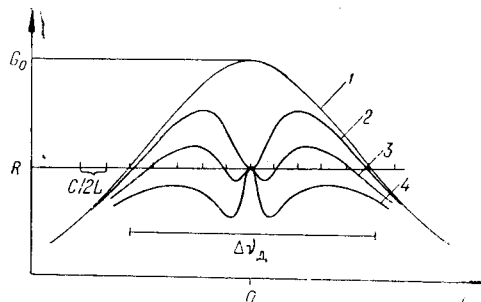


Рис. 1. Зависимость усиления слабого сигнала от частоты в отсутствие генерации (1) и при генерации на одной частоте в центре линии: 2 — $T_0=0$; 3 — $T_0=T_1$; 4 — $T_0=T_2 T_1$.

* Несколько особняком стоят метод селекции типов колебаний, основанный на расщеплении линии ненасыщенного поглощения в магнитном поле, предложенный в [18], а также метод получения одночастотной генерации в частотно-модулированном лазере [19].

мые потери были бы ничтожно малы на интересующей нас частоте и достаточно велики на частотах всех остальных типов колебаний. Видно, что выделение основного типа колебаний тем проще, чем больше ширина провала Беннетта $2\Gamma_1$, т. е. чем выше степень однородности линии усиления. Требования к селектору будут определяться соотношением доплеровской и лоренцевой ширины, а также расположением типов колебаний по линии усиления. Кроме однородного уширения линии усиления, существуют другие причины пропорционального уменьшения усиления на всех частотах в присутствии сильного поля на определенной частоте, например пленение резонансного излучения [21] или «сильные» столкновения типа резонансного обмена возбуждением [22], которые облегчают селекцию типов колебаний.

Кривая потерь типа (1) может быть получена введением в резонатор лазера поглощающей ячейки, которая может эффективно насыщаться под действием поля. Потери, вводимые с помощью нелинейного поглощения, имеют вид

$$\Delta T(\omega_n) \simeq T_0 e^{-\left(\frac{\omega_n}{k\bar{v}}\right)^2} \frac{\omega_n^2}{\omega_n^2 + \Gamma_2^2} - T_H e^{-\left(\frac{\omega_n}{k\bar{v}}\right)^2} \frac{\Gamma_2^2}{\omega_n^2 + \Gamma_2^2}, \quad (2)$$

где T_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии; T_H — насыщенный коэффициент поглощения на частоте генерации; Γ_2 — полуширина провала в линии поглощения. При глубоком насыщении последний член в (2) оказывается значительно меньше первого, но может быть сравним с потерями. Таким образом, нелинейное поглощение при определенных условиях может быть использовано в качестве селектора типов колебаний. «Острота» селекции для поглощающей ячейки определяется шириной Γ_2 . Например, при низких давлениях N_e на линии 0,63 мкм можно получить остроту селекции не более 50 МГц. В то же время, чем меньше Γ_2 , тем незначительней потери T_H , вводимые поглощающей ячейкой на частоте генерации, поскольку параметр Γ_2 определяет нелинейные свойства поглощения при взаимодействии с электромагнитным полем. Основная особенность метода селекции, осуществляемого введением поглощающей ячейки в резонатор, состоит в том, что селектирующие свойства поглощения проявляются не в «холодном» резонаторе, а только в присутствии и под действием поля генерации [14, 23]. Из (1), (2) следует приближенное условие селекции (при $T_H \ll T_0$)

$$T_0/\eta(\omega_n) \geq \frac{\omega_n^2 + \Gamma_2^2}{\omega_n^2 + \Gamma_{11}^2}, \quad (3)$$

где $\eta(\omega_n) = G_0 - R_{\text{exp}}\{(\omega_n/k\bar{v})^2\}$ — превышение усиления над порогом по частоте ω_n . Кривые 3, 4 на рис. 1 качественно иллюстрируют изменение формы линии результирующего усиления при введении нелинейного поглощения, причем кривая 4 соответствует условию (3).

Более детальное рассмотрение дает следующее выражение для условия существования одночастотного режима генерации [21]:

$$(G_0 - T_0 - R)^2 \leq 2R(\tau_1 - \tau_2)[(G_0 - G_H) + (T_0 - T_H)] + 4R^2\tau_1\tau_2, \quad (4)$$

где $\tau_1 = \left(\frac{\Gamma_1}{k\bar{v}}\right)^2$; $\tau_2 = \left(\frac{\Gamma_2}{k\bar{v}}\right)^2$ в области $\omega_n/k\bar{v} \ll 1$, где Γ_1 и Γ_2 учитывают уширение за счет взаимодействия с полем.

Мы здесь рассмотрели случай, когда интересующий нас тип колебаний расположен в центре линии усиления и образуется один провал

Беннета в центре*. При отличающейся от нуля расстройке вместо одного провала образуется два [20]. Грубо можно считать, что эффективная ширина провала в линии усиления возросла вдвое. Таким образом, выделение типа колебаний с расстройкой частоты от центра усиления может осуществляться при менее жестких требованиях к селектору, чем для типа колебаний, расположенного в центре линии. В то же время при отстройке частоты резонатора от центра линии поглощения в определенных случаях может возникать специфический режим устойчивой генерации на симметрично расположенных относительно центра линии типах колебаний, на который мы указывали в [23]. Возникновение такого режима может накладывать определенные ограничения на возможность плавной перестройки частоты генерации в пределах доплеровской линии усиления.

В обычных газовых лазерах режим генерации на симметрично расположенных модах, как правило, неустойчив [26, 27] вследствие сильной связи между ними, возникающей при конкуренции двух стоячих волн с различными частотами. Поскольку стоячая волна может быть представлена как сумма двух бегущих в противоположных направлениях волн, то легко показать, что встречные волны с симметрично расположенными частотами относительно центра линии усиления взаимодействуют с одними и теми же атомами.

Иная ситуация может возникать при введении в резонатор лазера нелинейного поглощения. Здесь возможны не только устойчивая генерация на двух или нескольких типах колебаний, но и явление, в некотором смысле обратное конкуренции типов колебаний, когда интенсивная генерация на одном типе колебаний в некоторых случаях вызывала генерацию на симметрично расположенном. Качественное объяснение этих явлений просто. Под действием поля стоячей волны в распределении разности заселенностей по скоростям образуются два провала как в усиливающей, так и в поглощающей средах. Изменения в распределении атомов по скоростям обуславливают появление провалов в линиях поглощения и усиления поля стоячей волны на симметрично расположенной частоте. В зависимости от соотношения их глубин (это зависит от геометрии резонатора, давления газов и т. д.) возможно положение, когда уменьшение поглощения под действием поля на одной частоте превалирует над уменьшением другой. Тогда генерация на одном типе колебаний уменьшает поглощение для симметрично расположенной частоты. Это может способствовать возникновению генерации на симметрично расположенном типе колебаний, что экспериментально и наблюдалось. Качественное рассмотрение в рамках эффектов заселенностей при нулевых сдвигах не решает вопроса об устойчивости одночастотного режима генерации при симметричном расположении типов колебаний. Действительно, при рассмотрении только эффектов заселенностей поглощения (усиление) слабой встречной волны равно насыщенному поглощению (усилению) сильной волны. Поэтому результирующее усиление для слабой волны оказывается в точности равным насыщенному усилению для сильного поля, которое в режиме генерации равно полным потерям резонатора. В результате вопрос остается открытым. Теория Лэмба, используемая в [28] для анализа устойчивости одночастотного режима генерации, также не решает этого вопроса. Заметим, что учет сдвига линии поглощения дает еще более печальный результат: устойчивая генерация на одной частоте при симметричном расположении типа колебаний относительно центра линии поглощения невозможна.

* Аналогичное рассмотрение было приведено также в [24].

При наличии сдвига между линиями поглощения и усиления провалы в линиях для встречных волн не совпадают. Это означает, что разность между усилением и поглощением слабой волны на симметрично расположенной частоте больше потерь в резонаторе.

Тем не менее экспериментальные исследования, некоторые результаты которых будут приведены ниже, свидетельствуют о возможности плавной перестройки частоты генерации в довольно широких пределах. Объяснение может быть найдено, если учесть, что в присутствии сильного поля наряду с эффектами насыщения заселенностей возникает дополнительная поляризация на частоте слабого сигнала [25]. Это приводит к форме линии усиления (поглощения), отличной от той, которая следует из рассмотрения только эффектов заселенностей. Это приводит к некоторым особенностям, проявляющимся вблизи центра провала Беннета. Как было указано нами в [17], можно выделить две принципиально различные области, в которых осуществляется подавление нежелательных типов колебаний: во-первых, близкие или симметрично расположенные типы колебаний, которые «чувствуют» реальную структуру провалов в линии усиления, и, во-вторых, далекие типы колебаний, для которых можно учитывать только эффекты насыщения заселенностей.

Основные особенности в форме линии поглощения слабой встречной волны возникают при рассмотрении членов порядка [29]. Полный анализ устойчивости может быть сделан на основании работы [29], где рассматривалась форма линии поглощения слабой встречной волны в присутствии сильной.

Пусть расстройка частоты от центра линии значительно больше ширины провала, прожигаемого сильным полем. Тогда поле стоячей волны может быть представлено как сумма двух бегущих волн, взаимодействующих с различными атомами. Это позволяет нам использовать все выводы [29], основные результаты которой мы привели в [30].

Нетрудно заметить, что дополнительный член в (10') [30], связанный с эффектом расщепления, равен разности между усилением (поглощением) слабого сигнала и насыщенным усилением (поглощением) сильным. Поэтому соотношение между этими дополнительными членами в усилении и поглощении слабого сигнала по существу и решает вопрос об устойчивости одного типа колебаний: если дополнительный вклад эффектов расщепления (второй член в (10')) [30] в поглощении слабого сигнала больше, чем в усилении, то эффективное усиление слабого сигнала — разность между усилением и поглощением — оказывается меньше потерь. Такой режим означает устойчивость одночастотного режима. Это легко показать.

В режиме генерации для сильного поля выполняется равенство $G_n - T_n = R$, где G_n , T_n — насыщенные усиление и поглощение соответственно; R — потери в резонаторе.

Для любого сигнала на зеркальной частоте имеем:

$$G_\mu = G_n + \Delta G_\mu; \quad T_\mu = T_n + \Delta T_\mu. \quad (5)$$

Условие устойчивости означает, что $G_\mu - T_\mu < R$ или $\Delta G_\mu < \Delta T_\mu$. Сказанное поясняется на рис. 2.

Для анализа устойчивости мы воспользуемся разложением по параметру $\frac{\gamma_1}{\Gamma_1}, \frac{\gamma_2}{\Gamma_2}$ для ΔG_μ и ΔT_μ из [32] в центре провала:

$$\Delta G_\mu = \frac{\gamma_1}{\Gamma_1} \frac{x_1^2}{2(1+x_1)(1+\sqrt{1+x_1})^2}; \quad \Delta T_\mu = \frac{\gamma_2}{\Gamma_2} \frac{x_2^2}{2(1+x_2)(1+\sqrt{1+x_2})^2}. \quad (6)$$

Индексы 1 и 2 соответствуют усиливающей и поглощающей средам. Как отмечено в [29], точность ΔG_μ и ΔT_μ уменьшается с ростом x и

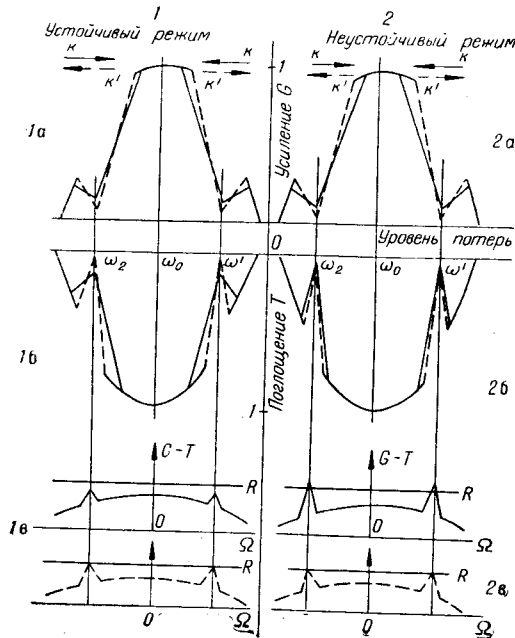


Рис. 2. Форма линии усиления (а), поглощения (б) и разности усиления и поглощения (в) для слабого сигнала в режиме с симметричным расположением мод:

1в — устойчивый режим, разность $G - T$ меньше потерь R ; 2в — неустойчивый режим ($G - T > R$); штриховые кривые соответствуют только эффектам заселенностей ($G - T = R$).

различия параметров насыщения в усилительной и поглощающей ячейке. Это достигается за счет различных столкновительных ширин, а также выбором такой конфигурации поля в резонаторе, при которой плотность поля в поглощающей ячейке значительно превосходит плотность поля в усилительной трубке. В этом случае параметр насыщения в усилительной трубке определяется превышением усиления над порогом. Таким образом, полагая $\kappa_2 \gg \kappa_1$, $R \approx \frac{G_0}{\sqrt{1 + \kappa_1}}$ и $\kappa_1 \approx \left(\frac{G_0}{R}\right)^2 - 1$, получим условие селекции

$$\frac{T_0}{G_0} > \left(\frac{\gamma_1}{\Gamma_1}\right) / \left(\frac{\gamma_2}{\Gamma_2}\right) \frac{\eta^2 - 1}{\eta^2 [\eta + 1]^2}, \quad (8)$$

где $\eta \approx G_0/R$. При больших (8) принимает простом значениях η условие вид:

$$\frac{T_0}{G_0} > \left(\frac{\gamma_1}{\Gamma_1}\right) / \left(\frac{\gamma_2}{\Gamma_2}\right). \quad (9)$$

Если столкновения не изменяют времен жизни уровней, а приводят только к сбою фазы, то это означает, что $\gamma_1 = \gamma_2$. Тогда окончательно имеем:

$$T_0/G_0 > \Gamma_2/\Gamma_1. \quad (10)$$

Рассмотрим также вопрос о мощности генерации в одном типе колебаний в лазере с нелинейным поглощением. Для этого воспользуемся приближенным выражением (5.22) из [25] для вероятности вынужден-

параметра $\gamma_1/\Gamma_1, \gamma_2/\Gamma_2$. Поскольку γ/Γ не может быть больше 1, то (6) дает удовлетворительную точность при любых значениях параметров κ и γ/Γ . В самом неблагоприятном случае ($\gamma/\Gamma = 1$ и $\kappa \rightarrow \infty$) ошибка около 30%. При $\kappa = 10$ и $\gamma/\Gamma = 1$ ошибка уже 8%. Учитывая то обстоятельство, что в оптическом диапазоне времена жизни, как правило, различаются (столкновения со сбоем фазы также уменьшают γ/Γ), из (6) имеем

$$G_0 \left(\frac{\gamma_1}{\Gamma_1}\right) \frac{\kappa_1^2}{2(1 + \kappa_1)(1 + \sqrt{1 + \kappa_1})^2} < < T_0 \frac{\gamma_2}{\Gamma_2} \frac{\kappa_2^2}{2(1 + \kappa_2)(1 + \sqrt{1 + \kappa_2})^2}. \quad (7)$$

Параметры насыщения связаны с константами релаксации соответствующих сред, геометрией резонатора и превышением усиления над порогом. В соответствии с экспериментом эффективность селекции происходит при значительном

ных переходов в поле стоячей волны с учетом только эффектов заселенностей при насыщении. Выражение (5.22) дает максимальное отклонение от точного решения 20% в центре линии при равных константах релаксации верхнего и нижнего уровня. Используя это выражение, получим для насыщенного усиления $G_{\text{н}}$ и поглощения $T_{\text{н}}$ при генерации в центре линии:

$$G_{\text{н}} = \frac{G_0}{\sqrt{1 + G_1 E^2}}; \quad (11)$$

$$T_{\text{н}} = \frac{T_0}{\sqrt{1 + G_2 E^2}}, \quad (12)$$

где E^2 — интенсивность поля; $G_1 = \frac{\beta_1^2}{\hbar^2 \Gamma_1}$; $G_2 = \frac{\beta_2^2}{\hbar^2 \Gamma_2}$ — параметры насыщения усиления и поглощения соответственно; β — матричный элемент дипольного момента перехода, который в общем случае может быть различным для усиления и поглощения; Γ_1, Γ_2 — лоренцевы ширины линий усиления и поглощения; $1/\Gamma$ — время взаимодействия атома с полем. Считается, что в поле стоячей волны параметр насыщения на частоте центра линии возрастает вдвое*. Для больших расстройк ($\Omega > \Gamma_1 \times \frac{G_0}{R}$) уравнения (11) и (12) при определении стационарного поля генерации можно считать точными.

Учитывая, что пучок по сечению имеет гауссово распределение интенсивности и расходимость, определяемую геометрией резонатора, усредняя (11), (12) по сечению пучка, получим:

$$G_{\text{н}} = 2G_0 \frac{\sqrt{1 + \sigma_1 E_0^2} - 1}{\sigma_1 E_0^2}; \quad (13)$$

$$T_{\text{н}} = 2T_0 \frac{1 \sqrt{1 + \xi \sigma_2 E_0^2} - 1}{\xi \sigma_2 E_0^2}, \quad (14)$$

где E_0^2 — интенсивность поля на оси луча в центре усилительной трубки; ξ — геометрический фактор, учитывающий фокусировку ($\xi > 1$) или расфокусировку ($\xi < 1$) поля в поглощающей ячейке. В стационарном режиме амплитуду поля можно найти из условия равенства насыщенного усиления и потерь в системе

$$G_0 \frac{\sqrt{1 + 2\sigma_1 E_0^2} - 1}{\sigma_1 E_0^2} - T_0 \frac{\sqrt{1 + 2\xi \sigma_2 E_0^2} - 1}{\xi \sigma_2 E_0^2} = R. \quad (15)$$

Уравнение (15) сводится к алгебраическому уравнению 4-й степени, однако решение громоздко и затруднительно для анализа. В случае сильного насыщения ($\sigma_1 E_0^2 \gg 1$; $\xi \sigma_2 E_0^2 \gg 1$) решение упрощается:

$$E_0^2 \simeq E_r^2 \left(1 - \frac{T_0}{G_0} \sqrt{\frac{\sigma_1}{\xi \sigma_2}} \right), \quad (16)$$

где $E_r^2 = \frac{2\sigma_0^2}{R^2 \sigma_1}$ — интенсивность поля, которое было бы в одночастотном

* Строгое рассмотрение задачи в случае одинаковых констант релаксации приводит к более высокому значению насыщенного поглощения. Расчет дает вместо 2 коэффициент 1,7 [29].

режиме в отсутствие поглощения. Оценим контрастность пика мощности генерации в лазере с большим превышением:

$$h \approx \frac{\left(1 - \frac{T_0}{G_0} \sqrt{\frac{\sigma_1}{\xi \sigma_2}}\right)^2 - \left(1 - \frac{T_0}{G_0} \sqrt{\frac{2\sigma_1}{\xi \sigma_2}}\right)^2}{\left(1 - \frac{T_0}{G_0} \sqrt{\frac{2\sigma_1}{\xi \sigma_2}}\right)^2}. \quad (17)$$

Для малых T_0 и больших полей

$$h \approx 0,8 \frac{T_0}{G_0} \sqrt{\frac{\sigma_1}{\xi \sigma_2}}. \quad (18)$$

Некоторые экспериментальные результаты и их обсуждение. Эксперимент по исследованию спектра излучения He—Ne лазера на $\lambda = 0,63$ мкм с внутренней поглощающей ячейкой детально описывался в [14, 15]. Здесь мы приведем некоторые результаты, касающиеся только одночастотного режима генерации и его устойчивости.

В отсутствие поглощения генерация происходит на 10—12 типах колебаний с шириной спектра около 900 МГц. Последовательное разрежение спектра при увеличении величины вводимого поглощения приводило в конечном счете к одномодовому режиму генерации. Величина поглощения, необходимого для получения одночастотного режима генерации, зависела от расположения типа колебаний относительно центра линии. Чаще всего оставался тип колебаний, расположенный сбоку от центра линии на расстоянии порядка лоренцевой ширины Γ (100—150 МГц). Для получения одночастотного режима с типом колебаний, расположенным в центре линии, необходима была несколько большая величина поглощения (в данной системе около 1%). Мощность в одночастотном режиме зависела от давления Ne в ячейке. На рис. 3 приведено отношение мощности генерации, которая получается в отсутствие поглощения в зависимости от давления в поглощающей ячейке (см. рис. 3, а) и от тока разряда (см. рис. 3, б). Максимальный параметр η , измеренный экспериментально, оказался равным 0,8, т. е. селекция осуществляется с малыми потерями полной мощности. В данной системе высокая эффективность выделения одного типа колебаний обусловлена глубоким насыщением поглощения ($T_H \ll T_0$), которое обеспечивается параметром $\xi \sigma_2$ и связано с малой шириной Γ_2 линии поглощения. С рос-

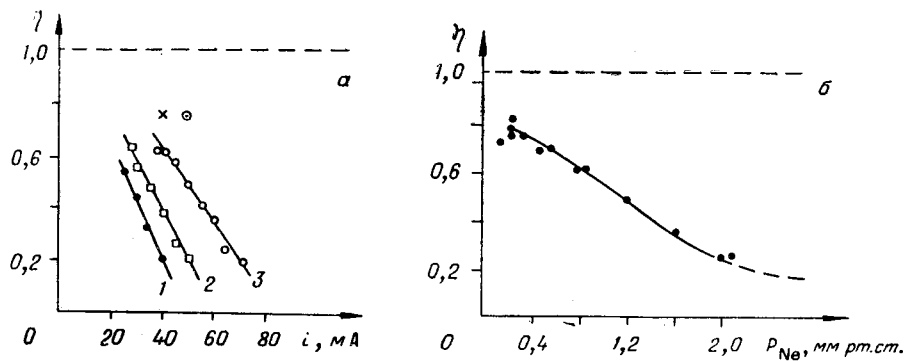


Рис. 3. Зависимость эффективности выделения одного типа колебаний $\eta = P_{\text{одн}}/P_{\text{полн}}$ от параметров разряда в поглощающей ячейке:

а — от тока разряда, $P_{Ne} = 1,21$ (1); 0,87 (2); 0,52 (3) тор; б — от давления неона.

том давления неона лоренцева ширина растет, соответственно параметр σ_2 уменьшается и эффективность селекции η падает (см. рис. 3). Необходимо подчеркнуть, что если в условии селекции (17) основную роль играет абсолютная величина поглощения, а степень насыщения усиления и поглощения входят одинаковым образом, то эффективность селекции η определяется целиком тем, насколько сильно насыщается поглощение. Это следует и из эксперимента. В исследовавшейся системе одночастотный режим наступал при поглощении $T_0=1\%$ и пороговое T_0 мало зависело от давления неона. Эффективность же селекции существенно зависела от давления Ne (см. рис. 3).

На рис. 4 приведены зависимости выходной мощности в одночастотном режиме генерации от величины T_0 для различных давлений Ne, т. е. для различных лоренцевых ширин Γ_2 . Теоретические кривые были рассчитаны из уравнения (3), в которое подставлялись экспериментально измеренные значения G , T_0 , R , Γ_1 , Γ_2 , Γ . Удовлетворительное совпадение экспериментальной и расчетной зависимостей свидетельствует о приближенной справедливости принятой модели насыщения.

Мы провели исследования устойчивости одночастотного режима при перестройке длины резонатора. Экспериментально было обнаружено, что для получения плавно перестраиваемого одночастотного газового лазера необходимо вводить в резонатор несколько большее поглощение, чем для получения одномодового режима в центре линии. При достаточно большой (400 МГц) расстройке от центра линии могла снова возникать генерация на частоте, близкой к частоте центра линии усиления. Величина расстройки была различной в зависимости от направления сканирования (в высокочастотную или низкочастотную сторону). Это может быть объяснено асимметрией формы линии результирующего усиления, которая связана со сдвигом центра линии усиления относительно центра линии поглощения. Хотя сам сдвиг Δ может быть небольшим

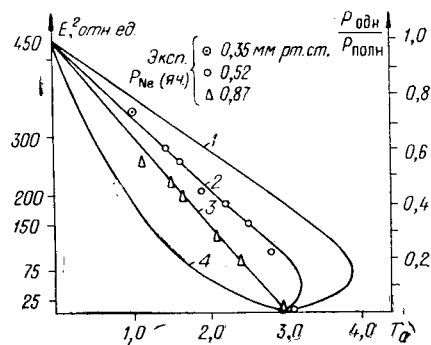


Рис. 4. Теоретические кривые зависимости интенсивности излучения в одном типе колебаний от величины поглощения для $\Gamma_2=25(1)$; $50(2)$; $100(3)$; $\infty(4)$ МГц.

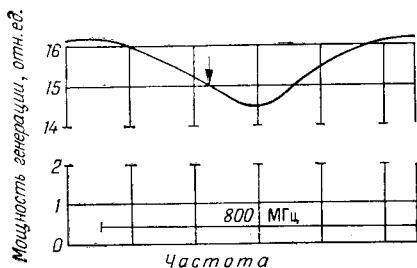


Рис. 5. Зависимость мощности генерации лазера с нелинейным поглощением в одномодовом режиме от частоты (стрелкой обозначено положение пика мощности генерации).

($\Delta \sim 40$ МГц для $\lambda=0,63$ мкм, $p_{Ne}=2$ мм рт. ст.) при достаточно близких величинах усиления и поглощения максимум результирующего усиления может сдвигаться довольно значительно ($\delta = \Delta \frac{G_0}{G_0 - T_0}$) и существенно изменить условия устойчивости одночастотного режима. При $T_0=1\%$ перестройка могла осуществляться в пределах 800 МГц около центра линии. Дальнейшая перестройка приводила к возникновению второго типа колебаний вблизи центра линии усиления и срыву перестраиваемого типа колебаний. Этот эффект можно было предупред-

дуть увеличением поглощения, что, правда, приводило к некоторому уменьшению мощности генерации. Тип колебаний с мощностью 60—70% от полной мог легко сканироваться в пределах полуширины линии усиления при двухкратном превышении усиления над порогом. На рис. 5 приведена зависимость мощности генерации от частоты. Глубина лэмбовского провала составляет 15%; пик мощности генерации в центре линии поглощения здесь практически исчез, что обусловлено сильным уширением полей и уменьшением глубины провала в линии поглощения.

Технические характеристики одночастотного He-Ne лазера на $\lambda=0,63$ мкм. Параметры одночастотного гелий-неонового лазера с селекцией типов колебаний на основе нелинейного поглощения определяются прежде всего необходимой выходной мощностью. Ниже приводятся технические параметры лазера по элементам.

А. Усилительная трубка. Активной средой является положительный столб тлеющего разряда в смеси газов He и Ne. Трубка имеет два разрядных промежутка с общим катодом, длиной 550 мм каждый, что позволяет снижать величину напряжения питающего источника. Концы трубки заточены под углом Брюстера и герметизированы кварцевыми окнами. Потери в каждом окне на $\lambda=0,63$ мкм порядка 0,1% на проход. Внутренний диаметр разрядной трубки 3 мм. Полная длина разряда 1100 мм. Трубка наполнена смесью газообразных изотопов He^3 и Ne^{20} с соотношением парциальных давлений 9:1 и при полном давлении 2,5 тор.

При выборе давления мы руководствовались следующими соображениями. Расчет He-Ne-лазера проводился Смитом [33, 34] и дает оптимальное давление (в торах)

$$p_{\text{опт}} = \frac{0,4}{d},$$

где d — диаметр разрядной трубки в см. Для трубки размером $d=3$ мм, использовавшейся в данной установке, $p_{\text{опт}}=1,4$ тор.

Оптимальный коэффициент усиления может быть вычислен по формуле

$$G_m = 3 \cdot 10^{-4} \frac{l}{d}$$

и равен для длины $l=110$ см примерно 11%. В [4] проводилась оптимизация выходной мощности. В одномодовом режиме оптимальная мощность, которая может быть достигнута, равна

$$P_{\text{max}} = 2 \left(\frac{\pi}{5} \right) \left(\frac{d}{2} \right)^2 \omega_0 G_m \left[\frac{t\omega_1}{\omega_0 G_m} \right]_{\text{опт}}, \quad (19)$$

где ω_0 — параметр насыщения в Вт/см²; $\left[\frac{t\omega_1}{\omega_0 G_m} \right]_{\text{опт}}$ задано в виде кривой в зависимости от параметра G_m/a (a — полные потери на проход, исключая потери на пропускание). Для нашего случая потери в окнах составляют величину около 0,5%, а потери на рассеяние и поглощение в зеркалах около 0,6%; следовательно, полные потери могут быть оценены величиной $a \approx 1,1\%$, а $G_m/a \approx 10$. При этом для оптимального давления $\left(\frac{t\omega_1}{\omega_0 G_m} \right)_{\text{опт}} = 0,65$. Параметр насыщения $\omega_0 \approx 10$ Вт/см². Используя (19), получаем мощность в одночастотном режиме $P_{\text{max}} \approx 24,5$ мВт.

Использование нелинейного поглощения как метода селекции типов колебаний накладывает дополнительные ограничения на ряд парамет-

ров усилительной среды, а также вводит несколько новых параметров, связанных с поглощающей ячейкой. Насколько нам известно, оптимизация режимов лазера с поглощающей ячейкой, подобная [34, 35], еще не проводилась. Поэтому мы можем дать лишь общие рекомендации по оптимизации одночастотного режима, причем следует указать, что в настоящей работе выполнение этих рекомендаций связано с учетом технологических моментов, таких как срок службы газоразрядных трубок, общие габариты установки, температурный режим работы. Поэтому конкретно получаемые параметры в ряде случаев отличаются от оптимальных.

Для усилительной трубки характерно повышенное полное давление смеси. Связано это в первую очередь с тем, что для селекции типов колебаний необходимо существенное различие в параметрах насыщения усиления и поглощения. При оптимальном давлении условие селекции требует, чтобы давление в поглощающей ячейке составляло величину 0,1—0,2 тор. Чтобы обеспечить необходимую при данном давлении абсолютную величину поглощения (1—2%), требуется либо увеличение длины разрядного участка внутренней поглощающей ячейки (это требование ограничено общими габаритами установки), либо работа при токах разряда около 100—150 мА. Возможная величина тока определяется параметрами используемых катодов, процессами жестчения газа при высоких значениях тока разряда и распылением металлических частей. Все эти процессы приводят к уменьшению срока службы поглощающей ячейки. Повышенное давление неона в поглощающей ячейке потребовало увеличения полного давления в усилительной трубке примерно до 2,5—2,7 мм рт. ст. При этом мощность генерации, естественно, меньше оптимальной примерно на 15—20%. Завышенное давление гелия необходимо еще потому, что уход Ne через стенки газоразрядной трубки является одной из причин ее старения. Тем более, это относится к одночастотному He-Ne лазеру с селекцией на основе нелинейного поглощения, где необходимо поддерживать определенное соотношение параметров насыщения усиления и поглощения полем генерации, определяемых в первую очередь эффектами давления.

Б. Внутренняя поглощающая ячейка. Поглощающей средой является положительный столб тлеющего разряда в чистом Ne. Разрядный промежуток имеет длину 600 мм. Концы трубки заточены под углом Брюстера и герметизированы плоскопараллельными кварцевыми окнами. Внутренний диаметр трубки 3 мм. Трубка наполнена изотопом Ne²⁰ при давлении 0,5 тор. Это давление несколько выше оптимального и позволяет получить устойчивую селекцию при токе разряда около 25—30 мА. Эффективность селекции оказывается равной примерно 60—70%. Это обеспечивает выходную мощность одночастотного режима 10—12 мВт с широкой областью плавной перестройки частоты (800 МГц).

В. Оптический резонатор. Оптический резонатор лазера образован двумя интерференционными зеркалами на длину волны 0,63 мкм. Радиусы кривизны зеркал подбирались таким образом, чтобы они обеспечивали устойчивую генерацию только на продольных типах колебаний TEM_{00q} без дополнительного диафрагмирования и с минимальными дифракционными потерями. Число Френеля N для используемого резонатора оказывается равным 8 и лежит внутри области оптимальных параметров резонатора, рассчитанных в [35] ($N=1,7\div 15$). Оно обеспечивает сравнительно широкий выбор радиусов кривизны зеркал, относительно малую критичность при юстировке оптического резонатора и соответственно не требует сверхвысокой стабильности резонатора по

отношению к угловым девиациям зеркал при неравномерном нагреве стержней арматуры или при акустических и механических вибрациях. Зеркало, расположенное со стороны усилительной трубки, имеет радиус кривизны R , равный 4,5 м, и коэффициент пропускания около 0,2%. Излучение лазера выводится в основном через плоское зеркало ($R_2 = \infty$), расположенное со стороны поглощающей ячейки и имеющее коэффициент пропускания 2,5%. Это значение коэффициента пропускания близко к оптимальному ($t_{\text{опт}}/G_m \approx 0,2$ [4]). Выбранная конфигурация резонатора обеспечивает плотность поля в поглощающей ячейке примерно в 4 раза больше по сравнению с усилительной средой. Одно из зеркал ($R = \infty$) размещается на пьезокерамическом блоке, что позволяет плавно менять длину резонатора и осуществлять перестройку частоты генерации.

В заключение приведем технические данные одночастотного лазера: длина волны излучения 6328; полная мощность излучения в многомодовом режиме генерации порядка 15 мВт; полная мощность излучения в одночастотном режиме 10 мВт; диапазон перестройки одночастотного режима генерации 800 МГц.

Заключение. Успешное осуществление селекции мод с помощью нелинейного поглощения на нескольких переходах неона [17] позволяет сделать вывод об эффективности этого метода селекции и его достаточной общности. Использование для этой цели резонансно поглощающих молекул может значительно расширить возможности метода. Недавно было сообщено о наблюдении селективирующих свойств ячейки с метаном (CH_4), помещенной в резонаторе He-Ne лазера на $\lambda = 3,39$ мкм [31], а также о селекции типов колебаний CO_2 лазера с использованием насыщения поглощения в SF_6 [32].

Можно ожидать, что отличительные особенности рассмотренного метода селекции типов колебаний, такие как высокая эффективность и высокая мощность в одночастотном режиме, устойчивость и возможность плавной перестройки, обеспечат широкое распространение его при выполнении целого ряда практических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Kogelnik, C. K. N. Patel. Mode Suppression and Single Frequency Operation in Gaseous Optical Masers.— Proc. IEEE, 1962, v. 50, № 11.
2. D. A. Kleinmann, P. P. Kisliuk. Discrimination Against Unwanted Orders in the Fabry — Perot Resonator.— Bell Syst. Techn. Journal, 1962, v. 41, № 3.
3. N. Kumagai, M. Matsuhara, H. Mori. Design Considerations for Mode-Selective Fabry — Perot Laser Resonators.— IEEE Journ. of Quantum Electronics, QE-1, 1965, № 2.
4. P. W. Smith. Stabilized Single-Frequency Output From a Long Laser Cavity.— IEEE Journ. of Quantum Electronics, 1965, v. 1, № 11.
5. M. DiDomenico, Jr. A Single-Frequency TEM_{00} -mode Gas Laser with High Output Power.— Appl. Physics Letters., 1966, v. 2, № 8.
6. M. DiDomenico, Jr. Characteristics of a Single-Frequency Michelson-type He-Ne Gas Laser.— IEEE Journ. of Quantum Electronics, 1966, v. 2, № 1.
7. Ю. В. Коломников, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Лазерный интерферометр Майкельсона.— Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, вып. 5.
8. М. Г. Высоцкий, В. Ю. Петрунькин, Р. И. Окунев. Селекция продольных типов колебаний в He-Ne ОКГ с 4-зеркальным Т-образным резонатором.— ЖЭТФ, 1968, т. 38, вып. 11.
9. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. О выделении одного типа колебаний в оптическом резонаторе.— Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 2.
10. Ю. В. Троицкий. Оптический резонатор с тонкой поглощающей пленкой в качестве селектора типов колебаний.— Оптика и спектроскопия, 1968, т. 25, вып. 4.
11. Ю. В. Троицкий. Оптический резонатор с поглощающей металлической пленкой.— Радиотехника и электроника, 1969, т. 14, вып. 9.

12. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. Тонкая дифракционная решетка в оптическом резонаторе стоячей волны.— *Оптика и спектроскопия*, 1969, т. 27, вып. 3.
13. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Эффекты насыщения поглощения в газовом лазере.— *ЖЭТФ*, 1968, т. 54, вып. 2.
14. V. P. Chebotayev, I. M. Beterov, V. N. Litsyn. Selection and Self-Locking of Modes in He-Ne Laser with Nonlinear Absorption.— *IEEE Journ. of Quantum Electronics*, 1968, v. 4, № 4; 1968, v. 4, № 11.
15. И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Селекция и самосинхронизация типов колебаний в лазере с нелинейным поглощением.— *Радиотехника и электроника*, 1969, т. 14, вып. 6.
16. P. H. Lee, P. B. Shoefel, W. B. Barker. Single-Mode Power from a 6328 Å Laser Incorporated Neon Absorption.— *Appl. Phys. Lett.*, 1968, v. 13, № 7.
17. И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Явления насыщения и селекция мод в He-Ne лазерах, II.— *Оптика и спектроскопия*, 1971, т. 30, вып. 6.
18. Н. А. Борисевич, А. П. Войтович, А. Н. Красовский. Использование ОКГ с селективными потерями для получения одночастотного режима генерации.— *Прикладная спектроскопия*, 1968, т. 8, вып. 4.
19. G. A. Massey, M. K. Oshman, R. Targ. Generation of Single-Frequency Light Using the FM Laser.— *Appl. Physics Lett.*, 1965, v. 6, № 1.
20. W. R. Bennett, Jr. Hole Burning Effects in a He-Ne Optical Maser.— *The Physical Review*, 1962, v. 126, № 2.
21. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, С. Г. Раутиан, В. П. Чеботаев. Пленение резонансного излучения в газовых системах.— *ЖЭТФ*, 1970, т. 58, вып. 4.
22. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович. Резонансный обмен возбуждением при столкновениях атомов, I.— *Нелинейная оптика*.— *Труды Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике*. Новосибирск, «Наука», 1968.
23. И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Явления насыщения и селекция мод в He-Ne лазерах, I.— *Оптика и спектроскопия*, 1971, т. 30, вып. 5.
24. W. R. Bennett, Jr. Hole Burning Effects in Gas Lasers with Saturable Absorbers.— *Comm. Atom. Molec. Physics.*, 1970, v. 11, № 1.
25. С. Г. Раутиан. Некоторые вопросы теории газовых квантовых генераторов.— *Труды ФИАН «Нелинейная оптика»*, т. 43, М., 1968.
26. R. L. Fork, Md. Pollack. Mode Competition and Collision Effects in Gaseous Optical Masers.— *Phys. Rev.*, 1965, v. 139, № 5A.
27. W. E. Lamb, Jr. The Theory of Optical Maser.— *Phys. Rev.*, 1967, v. 134, № 5A.
28. M. S. Feld, A. Javan, P. H. Lee. Strong Mode Coupling in a Gas Laser with Intracavity Absorption Cell Leading to Single-Modeing.— *Appl. Phys. Lett.*, 1968, v. 13, № 12.
29. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Эффекты поля при резонансном взаимодействии встречных волн.— *ЖЭТФ*, 1971, т. 60, вып. 2.
30. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, Г. А. Милушкин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Высокостабильный газовый лазер на основе нелинейного поглощения ($\lambda=0,63$ мкм), ч. I.— *Автоматрия*, 1972, № 5.
31. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин. Насыщение поглощения CH_4 излучением на $\lambda=3,39$ мкм в многомодовом лазере.— *Прикладная спектроскопия*, 1969, т. 11, вып. 3.
32. A. Nurmikko, T. A. De Temple, S. E. Schwarz. Single-Mode Operation and Mode-Locking of High-pressure CO_2 -laser by Means of Saturable Absorbers.— *Appl. Phys. Lett.*, 1971, v. 18, № 3.
33. P. W. Smith. The Output Power of a 6328 Å He-Ne Gas Laser.— *IEEE Journ. Quantum Electronics*, QE-2, 1966, v. 2, № 1.
34. P. W. Smith. On the Optimal Geometry of a 6328 Å Laser Oscillator.— *IEEE Journ. Quantum Electronics*, QE-2, 1966, v. 2, № 1.
35. D. Malacara, J. R. Berriel, I. Rizo. Construction of He-Ne Laser Operating at 6328 Å.— *Am. Journ. of Phys.*, 1969, v. 37.

*Поступила в редакцию
24 декабря 1971 г.*