

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.34

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ НАСЫЩЕНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. С. Летохов, В. П. Чеботаев

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	385
2.	Резонансное взаимодействие светового поля с доплеровски уширенным переходом	388
	а) Бегущая волна (389). б) Стоячая волна (392). 1) Качественное объяснение. Слабое насыщение (392). 2) Сильное насыщение. Эффекты населенности уровней (393). 3) Сильное насыщение. Когерентные эффекты (395).	
3.	Резонансные явления в одномодовом лазере с нелинейным поглощением	397
	а) Уравнения одномодового лазера (397). б) Мощность генерации (398). в) Частота генерации (407).	
4.	Резонансы при насыщении поглощения независимыми волнами	410
	а) Сильная и слабая встречные волны (412). 1) Эффекты населенности уровней (412). 2) Когерентные эффекты (414). — б) Однонаправленные волны (416). в) Эффект Штарка в световом поле на доплеровски уширенном переходе (417). г) Волны с различной поляризацией (419). д) Пространственно разнесенные волны (420).	
5.	Резонансные явления при взаимодействии мод в лазере с нелинейным поглощением	422
	а) Селекция мод (422). б) Взаимодействие двух аксиальных мод (425). в) Взаимодействие двух встречных волн в кольцевом лазере (427).	
6.	Заключение	429
	Цитированная литература	431

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, из-за движения частиц в газе центр спектральной линии излучения $a(\omega)$ отдельной частицы (атома или молекулы) смещается на величину, зависящую от проекции скорости атома v на направление наблюдения n :

$$a_v(\omega) = a\left(\omega - n \frac{v}{c} \omega\right). \quad (1.1)$$

Форма и ширина спектральной линии отдельной частицы $a(\omega)$ определяется совместным действием двух основных эффектов:

1) затуханием из-за спонтанного распада обоих уровней квантового перехода

2) столкновениями частиц между собой.

Спектральная линия, обусловленная спонтанным затуханием, имеет лоренцовскую форму¹:

$$a(\omega) = \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (1.2)$$

© «Успехи физических наук», 1974.

где $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ — радиационная ширина перехода по полувысоте, γ_1 и γ_2 — константы затухания нижнего и верхнего уровней перехода, а функция $a(\omega)$ нормирована на единицу в максимуме. Столкновительная форма линии в простом случае, когда при столкновении происходит сбой фазы либо затухание уровня, также имеет лоренцовский характер² с шириной по полувысоте $\Delta\omega_{ст}$, равной частоте столкновений частиц.

Для долгоживущих возбужденных частиц в газе очень низкого давления, когда эффекты 1) и 2) пренебрежимо малы, в ширину спектральной линии заметный вклад дает третий эффект:

3) конечное время пролета частицы через сосуд (или через область наблюдения, если она меньше размеров сосуда).

Спектральная линия всего ансамбля частиц $S(\omega)$ существенно зависит от разброса скоростей атомов \mathbf{v} , который вызывает доплеровское уширение. Доплеровское уширение является неоднородным — центр поглощения спектральной линии каждой частицы зависит от ее скорости \mathbf{v} и спектральная линия совокупности движущихся частиц складывается из спектральных линий отдельных частиц в соответствии с распределением по скоростям $W(\mathbf{v})$. В простом случае статистически независимых столкновительного и доплеровского уширений форма спектральной линии $S(\omega)$ определяется сверткой формы линии отдельной частицы с распределением величины доплеровского сдвига, т. е. с распределением проекции скорости атома на направление наблюдения²:

$$S(\omega) = \int a_{\mathbf{v}}(\omega) W(\mathbf{v}) d(\mathbf{v}n). \quad (1.3)$$

Неоднородный характер доплеровского уширения проявляется, когда доплеровская ширина

$$\Delta\omega_D = \frac{\omega}{c} \left(8 \ln 2 \cdot \frac{kT}{M} \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

значительно превышает ширину спектральной линии отдельной частицы 2Γ , называемую однородной шириной, величина которой определяется вкладом трех указанных механизмов уширения. В табл. I приведены величины уширения различных типов для переходов атомов и молекул в опти-

Таблица I

Вклад различных механизмов в ширину спектральных линий некоторых переходов атомов и молекул

Тип перехода	Частица, длина волны	Радиационная ширина $\gamma/2\pi$, Мгц	Столкновительная ширина $\Delta\nu_{ст}$, Мгц/тор	Пролетная ширина (при диаметре луча $\sigma = 1$ см) $\Delta\nu_{пр}$, Мгц	Доплеровская ширина $\Delta\nu_D$, Мгц
Разрешенный электронный переход	Ne, 6328 Å	24	50	0,05	1400
	1,45 мкм	30	60	0,05	800
	3,39 мкм	~ 10	70	0,05	300
Запрещенный электронный переход	I ₂ , 6328 Å	0,05	~ 30	0,02	500
Разрешенный колебательный переход	CH ₄ , 3,39 мкм	~ 10 ⁻⁴	32	0,06	260
	SF ₆ , 10,6 мкм	~ 10 ⁻⁵	17	0,02	29
Запрещенный колебательный переход	CO ₂ , 10,6 мкм	~ 10 ⁻⁴	7	0,04	60

ческом диапазоне *). Из этой таблицы следует, что для атомных и молекулярных переходов в видимом и инфракрасном диапазонах в газе невысокого давления (\ll нескольких *тор*) обычно выполняется соотношение

$$\Delta\omega_D \gg 2\Gamma \approx \gamma + \Delta\omega_{ст} + \Delta\omega_{пр}. \quad (1.5)$$

Для атомов при низком давлении ($\ll 1$ *тор*) наибольший вклад в однородное уширение дает радиационное затухание, для колебательных переходов молекул при таком же давлении — столкновительное уширение, а при очень низком давлении ($\ll 10^{-3}$ *тор*) — уширение из-за конечного времени пролета молекул через область наблюдения $\Delta\omega_{пр}$.

Первый газовый лазер³ работал на смеси неона и гелия при давлении около 1 *тор* на $\lambda = 1,15$ *мкм*. В этом случае однородная ширина линии была гораздо меньше доплеровской (см. табл. I) и теоретическое рассмотрение работы такого лазера должно было сразу учитывать неоднородный характер уширения. При неоднородном уширении световая волна взаимодействует только с частицами, находящимися в резонансе с ней. Поэтому сильная световая волна, вызывающая насыщение усиления, «выжигает» в доплеровском контуре линии усиления «дырку» на частоте поля («дырку» Беннетта⁴). Внутри резонатора лазера существует стоячая световая волна, которую можно представить в виде суперпозиции двух навстречу бегущих волн одинаковой частоты. В этом случае, как показал Лэмб в своей теории газового лазера⁵, каждая из волн выжигает свою «дырку». Так как две бегущие световые волны направлены навстречу друг другу, то образуются две «дырки», симметрично расположенные относительно центра доплеровского контура. По существу, лазерное поле черпает энергию из двух групп усиливающих частиц с различными скоростями. При настройке частоты лазера на центр доплеровского контура обе «дырки» совпадают, и стоячая световая волна взаимодействует только с одной группой частиц. Это приводит к резонансному падению мощности в центре доплеровской линии усиления, называемому «провалом Лэмба». Экспериментально это явление впервые наблюдалось в работах^{6,7}.

Ширина провала в центре доплеровской линии усиления равна однородной ширине линии 2Γ , которая может быть значительно меньше $\Delta\omega_D$. Это открыло принципиальную возможность спектроскопии внутри доплеровского контура, и такой метод был использован в ряде экспериментов, в которых измерялось уширение из-за столкновений⁸, изотопический сдвиг⁹, а также осуществлялась стабилизация частоты генерации лазера на центр линии усиления¹⁰. Однако метод лэмбовского провала в лазере не получил широкого распространения, так как область применения его была ограничена несколькими переходами усиливающих газовых сред, а ширина провала для реальных усиливающих сред была относительно велика (десятки *МГц*).

Ситуация кардинально изменилась после перехода к наблюдению лэмбовского провала в резонансно поглощающих средах. Первые независимые предложения и эксперименты по использованию резонансов нелинейного поглощения были сделаны в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР¹¹ и в Институте физики полупроводников СО АН СССР¹². Эти работы послужили началом циклов исследований, выполненных в этих институтах в период с 1967 по 1973 г. и затем с 1970 г. в Институте спектроскопии АН СССР. Независимо в США были выполнены эксперименты по наблюдению резонансного насыщения поглощения в неоне¹³. Особенно

*) Здесь и всюду ниже в статье для удобства применяются два вида обозначений: ν и $\Delta\nu$ — частота и спектральная ширина в *гц*, $\omega = 2\pi\nu$, $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ — те же величины в *рад/сек*.

существенным оказалось использование молекулярных поглощающих переходов в газе низкого давления, обладающих чрезвычайно малой однородной шириной (см. табл. I). На эту важную особенность инфракрасных молекулярных переходов было обращено внимание в работах ^{11, 12}. Для применений принципиальными оказались следующие два обстоятельства. Во-первых, провал в линии поглощения может быть сделан в сотни и тысячи раз более узким, чем в линии усиления. Действительно, поглощение, в отличие от усиления, может иметь место на переходах из основного или близкого к нему состояния в возбужденное долгоживущее состояние. В результате радиационная ширина может быть пренебрежимо мала. Так как населенность основного уровня относительно велика без какого-либо возбуждения, то поглощение может быть заметным в газе при очень низком давлении, когда столкновительная ширина также становится малой. Во-вторых, из-за низкого давления и отсутствия возбуждения газа положение центра спектральной линии поглощения может быть весьма стабильным. Оба этих обстоятельства привели к тому, что метод нелинейно-поглощающей молекулярной ячейки позволил достигнуть громадного прогресса в генерации световых колебаний с высокой стабильностью частоты. Достаточно сказать, что за период 1967—1973 гг. относительная долговременная стабильность возросла от 10^{-8} до 10^{-14} . Все это привело к тому, что лазеры с нелинейным поглощением стали новым классом лазеров с важными для применений свойствами излучения, а лежащий в их основе метод насыщения поглощения стал основным методом бурно развивающейся нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения (часто называемой спектроскопией насыщения поглощения — saturation-absorption spectroscopy).

За прошедшие пять лет после опубликования первых работ появилось свыше сотни работ, в которых насыщение поглощения лазерным излучением было исследовано экспериментально и теоретически. Учитывая важность использования этого метода в физических и прикладных работах, нам представляется целесообразным и своевременным систематизировать накопленный материал и изложить основные полученные результаты с единой точки зрения в настоящем обзоре. При написании обзора мы столкнулись с проблемой отбора материала, представляющего интерес для читателей УФН. Мы были вынуждены опустить часть материала, представляющего интерес для квантовой электроники, и ограничиться в таких случаях только ссылками. Основное внимание в обзоре уделено резонансным явлениям при насыщении поглощения газа когерентным излучением, представляющим наибольший физический интерес.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ С ДОППЛЕРОВСКИ УШИРЕННЫМ ПЕРЕХОДОМ

Движение частиц и возникающее неоднородное уширение спектральных линий делают задачу нелинейного взаимодействия светового поля даже такого простого вида, как плоская стоячая волна, весьма сложной в общем виде. Однако основные качественные и количественные закономерности можно понять, рассматривая последовательно взаимодействие с бегущей волной и стоячей волной. Приведем необходимые для дальнейшего изложения основные соотношения для этих случаев. Отметим, что нелинейное взаимодействие электромагнитного поля с двухуровневой квантовой системой для случая СВЧ диапазона, когда неоднородное уширение из-за эффекта Доплера мало, а константы релаксации обоих уровней одинаковы, было детально рассмотрено в связи с проблемами радиоспектроскопии ¹⁴ и молекулярного генератора ¹⁵.

а) Бегущая волна. Пусть с доплеровски уширенным переходом между двумя уровнями взаимодействует бегущая световая волна вида

$$E(t, \mathbf{r}) = \mathcal{E} \cos(\omega t + \varphi - \mathbf{kr}). \quad (2.1)$$

В случае чисто радиационного уширения вероятность индуцированного перехода на уровень 2 частицы со скоростью \mathbf{v} , первоначально находившейся на уровне 1, определяется выражением^{4,16}

$$w_{12} = \frac{\Gamma}{2\gamma_1} \frac{1}{(\Omega - \mathbf{kv})^2 + \Gamma^2(1+G)} \left(\frac{p_{12}\mathcal{E}}{\hbar} \right)^2, \quad (2.2)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты поля относительно частоты перехода ω_0 , $2\Gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ — однородная ширина перехода, γ_1 и γ_2 — скорости спонтанного распада уровней 1 и 2. G — параметр насыщения поглощения, определяемый выражением

$$G = \frac{1}{\gamma_1\gamma_2} \left(\frac{p_{12}\mathcal{E}}{\hbar} \right)^2, \quad (2.3)$$

где p_{12} — матричный элемент дипольного момента перехода. Вероятность индуцированного перехода на уровень 1 частицы, возбужденной на уровень 2, определяется аналогичным выражением

$$w_{21} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} w_{12}. \quad (2.4)$$

Вероятности индуцированных переходов между уровнями находятся решением уравнения Шрёдингера для двухуровневой системы

$$i\hbar\dot{\Psi} = \hat{\mathcal{H}}\Psi \quad (2.5)$$

с гамильтонианом

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hbar\hat{V}, \quad \hbar\hat{V} = -\hat{\mathbf{p}}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (2.6)$$

где $\hat{\mathcal{H}}_0$ — невозмущенный полем гамильтониан, $\hbar\hat{V}$ — энергия взаимодействия системы с полем, $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор дипольного момента. Движение частиц проявляется в изменении их координат \mathbf{r} :

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}(t - t_0), \quad (2.7)$$

где \mathbf{r}_0 — координаты атома в момент t_0 возбуждения частицы на уровень. Если частота поля ω близка к частоте перехода ω_0 между уровнями, волновую функцию частицы представляют в виде

$$\Psi = a_1(t) \Psi_1 e^{-i(E_1/\hbar)t} + a_2(t) \Psi_2 e^{-i(E_2/\hbar)t}, \quad (2.8)$$

где Ψ_i и E_i — волновая функция и энергия i -го стационарного состояния. Вероятности перехода w_{ih} вычисляются через амплитуды вероятности нахождения частицы на уровне:

$$w_{21} = \gamma_1 \int_{t_0}^{\infty} |a_1(t)|^2 dt, \quad w_{12} = \gamma_2 \int_{t_0}^{\infty} |a_2(t)|^2 dt. \quad (2.9)$$

Детальные расчеты взаимодействия светового поля с доплеровски уширенным переходом таким методом и обоснование его приведены в работе¹⁶.

Другим методом, широко используемым для расчета резонансного взаимодействия газа с полем, является метод матрицы плотности^{5, 17}. Этот метод значительно упрощает процедуру вычисления поляризуемости среды, позволяет включить феноменологические константы релаксации из-за столкновений и получить усредненные уравнения для макроскопической среды. Приведем кратко схему расчета характеристик среды методом матрицы плотности.

Уравнения для матрицы плотности частиц $\rho_{ih}(z, v, t)$, имеющих определенную проекцию скорости на выделенное направление Oz (обычно направление светового

луча) и находящихся в точке z , усредненные по моментам возбуждения частиц на уровнях, имеют вид (вывод уравнений приведен в ¹⁸)

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} + i\omega_0 \right) \rho_{21} + \Gamma \rho_{21} &= iV(z, t) (\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho_{22} + \Upsilon_2 \rho_{22} &= iV(z, t) (\rho_{21} - \rho_{12}) + \Upsilon_2 \rho_{22}^0(v), \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} \right) \rho_{11} + \Upsilon_1 \rho_{11} &= -iV(z, t) (\rho_{21} - \rho_{12}) + \Upsilon_1 \rho_{11}^0(v), \end{aligned} \right\} \quad (2.10)$$

где энергия взаимодействия определяется световым полем:

$$\hbar V(z, t) = -p_{12} E(z, t); \quad (2.11)$$

$\rho_{21} = \rho_{12}^*$, ω_0 — частота перехода, $\rho_{nn}^0(v)$ — населенности уровней 1 и 2 в отсутствие поля, усредненные по моментам возбуждения. Диагональные элементы матрицы плотности определяют разность населенностей уровней:

$$N(z, v, t) = N_0 [\rho_{11}(z, v, t) - \rho_{22}(z, v, t)], \quad (2.12)$$

где N_0 — число частиц в единице объема, для которых введена матрица плотности. Недиagonальные элементы определяют поляризацию единицы объема среды в световом поле:

$$P(z, v, t) = N_0 [p_{12} \rho_{21}(z, v, t) + p_{21} \rho_{12}(z, v, t)]. \quad (2.13)$$

Константы затухания недиагональных элементов определяются однородной полушириной Γ .

Разность населенностей уровней и поляризация среды, усредненные по скоростям частиц, равны

$$N(z, t) = \int N(z, v, t) W(v) dv, \quad P(z, t) = \int P(z, v, t) W(v) dv, \quad (2.14)$$

где $W(v)$ — распределение проекции скорости частиц на ось Oz ($v = v_z$). Зависимость $N(z, t)$ и $P(z, t)$ от координаты определяется конкретным видом светового поля. Если световое поле имеет пространственно-неоднородную структуру, например, представляет собой стоячую волну, то N и P зависят от z . В случае бегущей волны пространственная зависимость отсутствует. Если амплитуда бегущей волны \mathcal{E} постоянна, то разность населенностей не зависит от времени, т. е. $N(z, t) = N$, а поляризация содержит только высокочастотную зависимость от времени вида

$$P(t) = C \cos(\omega t + \varphi - kz) + S \sin(\omega t + \varphi - kz), \quad (2.15)$$

где C и S — синфазный и квадратурный по отношению к полю коэффициенты поляризации.

Коэффициенты C и S пропорциональны амплитуде поля \mathcal{E} . Поэтому часто принимают другое представление для поляризации среды

$$P(t) = \chi E(t) = (\chi' - i\chi'') E(t), \quad (2.16)$$

где χ — поляризуемость среды, а поле берется в комплексной форме $E(t) = \mathcal{E} \times \exp[i(\omega t + \varphi - kz)]$. Часто используют другие понятия — коэффициент поглощения на единицу длины $\kappa(\omega)$ и показатель преломления резонансной среды $n(\omega)$, которые связаны с введенными величинами соотношениями

$$\kappa(\omega) = -4\pi \frac{\omega}{c} \frac{S}{\mathcal{E}} = 4\pi \frac{\omega}{c} \chi''(\omega), \quad (2.17)$$

$$n(\omega) - 1 = 2\pi \frac{C}{\mathcal{E}} = 2\pi \frac{\omega}{c} \chi'(\omega). \quad (2.18)$$

Эффект насыщения искажает форму доплеровской линии. Из (2.2) следует, что наиболее эффективно с полем взаимодействуют частицы, скорости которых удовлетворяет условию резонанса

$$kv - \omega + \omega_0 = 0. \quad (2.19)$$

Полуширина резонанса по полувысоте равна ⁴

$$\Gamma_B = \Gamma \sqrt{1 + G}, \quad (2.20)$$

т. е. растет с увеличением степени насыщения. Насыщение поглощения частиц, резонансно взаимодействующих с полем, приводит к тому, что на нижнем уровне возникает недостаток частиц, удовлетворяющих условию резонанса (2.19), т. е. выжигается «дырка», а на верхнем уровне образуется избыток частиц с такой же скоростью, т. е. образуется пик в распределении населенности уровня по скоростям (рис. 1, а). В результате

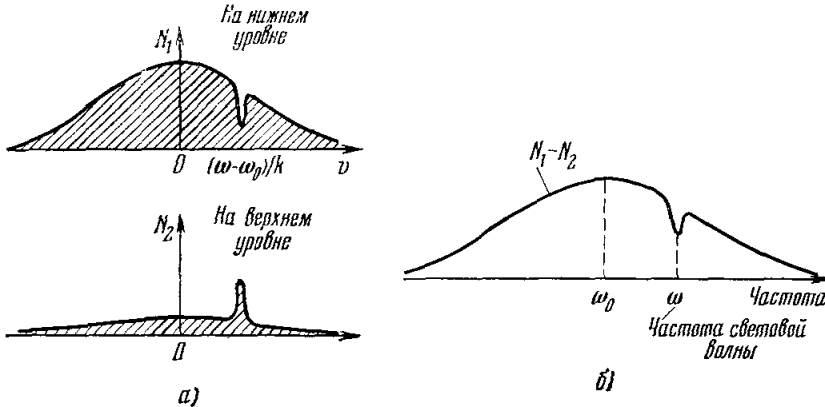


Рис. 1. Распределение проекций скоростей молекул на направление световой волны на нижнем и верхнем уровнях (а) и форма доплеровского контура линии поглощения, искаженного световой волной (б).

распределение разности населенностей по скоростям, описывающее форму линии поглощения, приобретает вид

$$N_1(v) - N_2^*(v) = [N_1^0(v) - N_2^0(v)] \frac{1}{1 + \{G\Gamma^2 / (\Omega - kv)^2 + \Gamma^2\}}, \quad (2.21)$$

где $N_i^0(v) = N_i^0 W(v)$ — распределение населенности i -го уровня по скоростям в отсутствие поля, а N_i^0 — полное число частиц на уровне в отсутствие поля. В распределении разности населенностей (2.21) возникает «дырка» для частиц, удовлетворяющих условию резонанса. Это соответствует выгоранию «дырки» Беннетта⁴ в доплеровском контуре поглощения (рис. 1, б).

Коэффициент поглощения световой волны на единице длины пути в поглощающей среде равен отношению поглощаемой всеми частицами в единице объема мощности к плотности падающего излучения:

$$\kappa(\omega) = \hbar\omega (Q_1 \langle w_{12}(v) \rangle - Q_2 \langle w_{21}(v) \rangle) \left(\frac{c}{8\pi} \mathcal{E}^2 \right)^{-1}, \quad (2.22)$$

где Q_i — число актов возбуждения частицы на i -й уровень в единице объема в единицу времени, связанное со стационарной плотностью населенности уровня N_i^0 соотношением $N_i^0 = Q_i/\gamma_i$. В (2.22) вероятности индуцированных переходов w_{12} и w_{21} необходимо усреднить по распределению скоростей. Для максвелловского распределения по скоростям

$$W(\mathbf{v}) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}u)^3} \exp\left(-\frac{\mathbf{v}^2}{u^2}\right), \quad u = \left(\frac{2kT}{M}\right)^{1/2}, \quad (2.23)$$

при $ku \gg \Gamma_B$ (доплеровский предел уширения) вероятность перехода равна

$$\langle w_{12} \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{ku} \frac{\gamma_2}{2} \frac{G}{\sqrt{1+G}} \exp\left[-\frac{\Omega^2}{(ku)^2}\right]. \quad (2.24)$$

Тогда коэффициент поглощения сильного поля на единицу длины определяется выражением^{19,20}

$$\kappa(\omega) = \frac{\kappa_0(\omega)}{\sqrt{1+G}}, \quad (2.25)$$

где $\kappa_0(\omega)$ — коэффициент поглощения слабого поля на единицу длины. Зависимость коэффициента поглощения сильного поля от его частоты $\kappa(\omega)$ определяется формой доплеровского контура, хотя величина коэффициента поглощения уменьшается.

Если затухание состояний определяется не только спонтанным распадом, но и столкновениями движущихся частиц, то задача взаимодействия поля с доплеровски уширенным переходом существенно усложняется. Расчет удастся провести, например, в модели релаксационных констант (см., например, работу¹⁶), в которой столкновения учитываются феноменологически в соответствующих столкновительных добавках в константы релаксации населенности уровней $\gamma_{ст}^{(1)}$ и $\gamma_{ст}^{(2)}$ (продольная релаксация) и поляризации среды $\Delta\omega_{ст}$ (поперечная релаксация). В этом приближении учет столкновений приводит к увеличению констант затухания населенности уровней:

$$\tilde{\gamma}_i = \gamma_{ст}^{(i)} + \gamma_i, \quad (2.26)$$

и однородной ширины:

$$2\Gamma = \tilde{\gamma}_1 + \tilde{\gamma}_2 + \Delta\omega_{ст}. \quad (2.27)$$

Параметр насыщения становится равным

$$G = \left(\frac{p_{12}\mathcal{E}}{\hbar} \right)^2 \frac{\tilde{\gamma}_1 + \tilde{\gamma}_2}{2\Gamma\tilde{\gamma}_1\tilde{\gamma}_2}, \quad (2.28)$$

и формулы (2.21) и (2.25) остаются справедливыми с учетом новых выражений для однородной ширины перехода и параметра насыщения.

б) **С т о я ч а я в о л н а.** 1) *Качественное объяснение. Слабое насыщение.* Пусть световое поле является стоячей плоской волной, которую можно представить в виде суперпозиции двух встречных бегущих волн одинаковой частоты:

$$E = \mathcal{E} \cos(\omega t + \varphi - \mathbf{kr}) + \mathcal{E} \cos(\omega t + \varphi + \mathbf{kr}) = \mathcal{E}_{ст} \cos(\omega t + \varphi) \cos \mathbf{kr}, \quad (2.29)$$

где $\mathcal{E}_{ст} = 2\mathcal{E}$ — амплитуда стоячей волны. С таким полем взаимодействуют, вообще говоря, две группы частиц, скорости которых удовлетворяют одному из условий резонанса

$$\omega - \omega_0 \pm \mathbf{kv} = 0. \quad (2.30)$$

В распределении по скоростям или на доплеровском контуре эти две группы занимают симметричные относительно центра области. Если расстройка $\Omega = \omega - \omega_0$ значительно больше полуширины резонансов $\Gamma_B = \Gamma\sqrt{1+G}$, то при насыщении поглощения каждая из бегущих волн независимо друг от друга выжигает свою «дырку» (рис. 2, а). Параметры каждой из «дырок» и нелинейное поглощение каждой бегущей волны описываются выражениями, приведенными в п. а), в которых под амплитудой поля в параметре насыщения G надо подразумевать амплитуду бегущей волны \mathcal{E} .

При настройке частоты поля на центр доплеровской линии ($|\omega - \omega_0| \ll \Gamma_B$), когда «дырки» начинают перекрываться, одна и та же группа атомов взаимодействует с двумя световыми волнами. В системе центра инерции атома световые волны имеют неодинаковые частоты

$\omega \pm kv$, или в лабораторной системе координат атом движется в пространственно модулированной стоячей световой волне. Немонохроматичность (в системе центра инерции) или неоднородность поля (в лабораторной системе) существенно усложняет рассмотрение нелинейного резонансного взаимодействия. Однако основной эффект, возникающий в стоячей волне, — образование резонансного провала в центре доплеровской линии (провала Лэмба) для коэффициента нелинейного поглощения стоячей волны — может быть понят в простых терминах выгорания «дырок». Действительно,

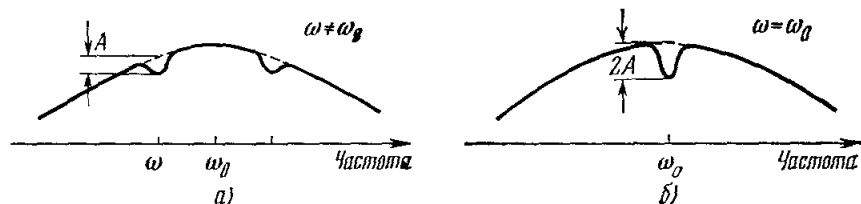


Рис. 2. Форма доплеровского контура в стоячей световой волне при расстройке частоты волны относительно центра линии (а) и в случае точного резонанса (б).

при настройке частоты поля на центр линии эффективное поле, действующее на частицы с $kv = 0$, возрастает вдвое. Соответственно возрастает вдвое параметр насыщения поглощения и резонансно падает коэффициент поглощения. Это соответствует слиянию двух «дырок» при $\omega = \omega_0$ и образованию одной, более глубокой, «дырки» в центре доплеровского контура (рис. 2, б).

Впервые это явление было описано Лэмбом в приближении слабого насыщения⁵, когда можно воспользоваться теорией возмущений по малому параметру G . Коэффициент нелинейного поглощения стоячей волны с частотой ω определяется выражением

$$\kappa(\omega) = \kappa_0(\omega) \left[1 - \frac{G}{2} \left(1 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2} \right) \right], \quad G \ll 1, \quad (2.31)$$

где G — параметр насыщения поглощения одной бегущей волной. Согласно (2.31) в центре доплеровской линии степень насыщения поглощения равна G , а вне резонанса — $2G$. Ширина провала в центре линии равна 2Γ , т. е. совпадает с шириной резонанса взаимодействия, или шириной «дырки» Беннета в распределении по скоростям, если ее выразить в единицах kv .

2) *Сильное насыщение. Эффекты населенности уровней.* При насыщении поглощения особенно важен случай сильного поля, так как именно такая ситуация часто реализуется в экспериментах при помещении нелинейно-поглощающей ячейки внутрь резонатора лазера. Насыщение в сильном поле стоячей волны было теоретически исследовано в целом ряде работ^{16, 18, 21-23}. В случае произвольных величин степени насыщения, расстройки частоты Ω и констант релаксации задача не может быть решена аналитически^{18, 23}. Ее удается решить только в ряде частных случаев, которые, тем не менее, позволяют получить представление о взаимодействии стоячей волны и охватить практически важные ситуации.

Если поперечная релаксация (релаксация поляризации) среды происходит гораздо быстрее продольной релаксации (релаксации населенностей), то можно получить выражение для частотной зависимости коэффициента поглощения стоячей волны при произвольном насыщении^{26, 27}. В этом случае можно пренебречь когерентными осцилляциями вероятности перехода (см.¹⁶). Насыщение поглощения в основном определяется изменением населенностей уровней, а коэффициент поглощения сильного поля можно найти, используя скоростные уравнения. Область применимости этих уравнений ограничена условием $(\tilde{\gamma}/\Gamma) G \ll 1$, где $2/\tilde{\gamma} = (1/\tilde{\gamma}_1) + (1/\tilde{\gamma}_2)$ ^{16, 26},

а $\tilde{\gamma}_i$ — скорость релаксации i -го уровня за счет спонтанного затухания и столкновений, $2/\tilde{\gamma}$ — сумма времен жизни частиц на уровнях. Это условие можно написать в виде $p\mathcal{E}/\hbar \ll \Gamma$. Так как $p\mathcal{E}/\hbar$ есть частота когерентных осцилляций вероятности перехода, то за время когерентного взаимодействия $1/\Gamma$ вероятность перехода почти не осциллирует и когерентные

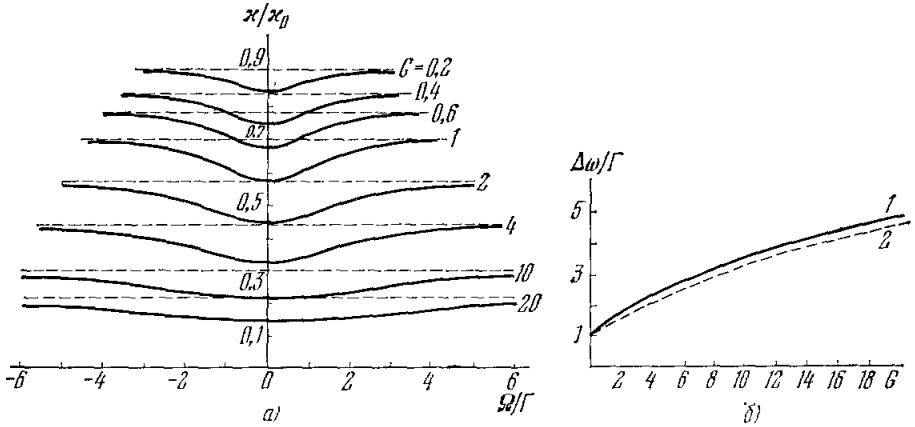


Рис. 3. Форма резонансного провала при различной степени насыщения G (а) и зависимость полуширины провала от степени насыщения G (б).

На рис. б) штриховой линией 2 показан результат расчета в приближении некогерентного взаимодействия.

процессы не проявляются. Полученные в ^{26, 27} выражения для поглощения поля стоячей волны различаются лишь формой записи. Форма лэмбовского провала без учета когерентных поправок описывается выражением

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{1}{a_+ + a_-} \left[1 + \left(\frac{\delta^2 + 1}{1 + \delta^2 + 2G} \right)^{1/2} \right], \quad (2.32)$$

где

$$a_{\pm} = (1 + G - \delta^2 \pm \sqrt{G^2 - 4\delta^2(1 + G)})^{1/2},$$

а параметр $\delta = (\omega - \omega_0)/\Gamma$ определяет расстройку частоты поля. Вдали от резонанса коэффициент поглощения равен

$$\kappa(\omega) = \frac{\kappa_0(\omega)}{\sqrt{1 + G}}, \quad |\omega - \omega_0| \gg \Gamma_B, \quad (2.33)$$

т. е. совпадает с коэффициентом поглощения сильной бегущей волны (2.25). Это соответствует независимому прохождению бегущих волн через газ. В случае точного резонанса коэффициент поглощения равен

$$\kappa(\omega) = \frac{\kappa_0(\omega)}{\sqrt{1 + 2G}}, \quad |\omega - \omega_0| \ll \Gamma_B. \quad (2.34)$$

В центре доплеровской линии коэффициент насыщения поглощения уменьшается из-за увеличения параметра насыщения вдвое.

На рис. 3, а) приведены кривые, характеризующие форму лэмбовского провала при различной степени насыщения G . Зависимость ширины провала по полувысоте $\Delta\omega$ от поля, найденная по формуле (2.32), приведена на рис. 3, б). При сильных насыщениях форма провала является функцией параметра $\Omega/\Gamma\sqrt{G}$. Она близка к лоренцовой с полушириной $\Gamma\sqrt{G}$. Глубина провала в этом приближении зависит от G простым образом:

$$\frac{\Delta\kappa}{\kappa_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + G}} - \frac{1}{\sqrt{1 + 2G}}. \quad (2.35)$$

Она максимальна при $G = (\sqrt[3]{4} - 1)/(2 - \sqrt[3]{4}) = 1,4$ и равна 0,133.

3) *Сильное насыщение. Когерентные эффекты.* Вклад когерентных эффектов в поглощение стоячей волны при условии $(\tilde{\gamma}/\Gamma) G \ll 1$ был найден в ²⁶. Он определяется параметром $\tilde{\gamma}/\Gamma$, являющимся характерным в задачах резонансного взаимодействия поля с газом. В центре линии поглощения с точностью до членов $(\tilde{\gamma}/\Gamma) G$ коэффициент поглощения равен

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{1}{\sqrt{1+2G}} + \frac{\tilde{\gamma}}{2\Gamma} G \frac{1}{(1+2G)^{3/2}} - \frac{\tilde{\gamma}}{\Gamma} G \frac{A_0}{(1+2G)^2}, \quad (2.36)$$

где

$$A_0 = 1 + \frac{1}{4} p + \frac{11}{96} p^2 + \dots, \quad p = \frac{4G^2}{(1+2G)^2}.$$

Количественный вклад когерентных эффектов в поглощение стоячей волны невелик по сравнению с поглощением, найденным из скоростных уравнений (ср. (2.36) и (2.32)). Он максимален в центре линии. Однако при нахождении распределения атомов по скоростям поглощения слабой волны в присутствии стоячей волны на том же или смежном переходе учет когерентных эффектов принципиально важен.

При некогерентном взаимодействии не учитываются осцилляции частицы между уровнями в сильном поле. Заметим, что когерентные осцилляции не могут привести к осцилляциям населенности ансамбля частиц из-за статистического разброса моментов возбуждения частиц на уровни 1 и 2, который ведет к разбросу фаз осцилляций и исчезновению макроскопических осцилляций при усреднении по моментам возбуждения*). Однако такие осцилляции изменяют динамику взаимодействия частицы с полем, и это необходимо учитывать. Необходимо учесть также пространственно-неоднородное выгорание населенности в стоячей волне для частиц с $kv \lesssim \Gamma$, движущихся почти параллельно узлам и пучностям волны.

При произвольных интенсивностях полей решение задачи о взаимодействии поля стоячей волны с газом в аналитическом виде невозможно. Исключение составляет случай точного резонанса ($\omega = \omega_0$) и равных констант релаксации ($\gamma_1 = \gamma_2 = \Gamma$). Он был рассмотрен в работах ^{16, 18, 21, 24, 27}. Поглощение в доплеровском пределе ($\Gamma \sqrt{G} \ll kv$) определяется выражением ²⁷

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin 2u \, du}{u [1 + \sqrt{4G(\sin^2 u/u^2) + 1}]}. \quad (2.37)$$

При малых насыщениях имеем разложение ^{16, 27}

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = 1 - G + \frac{11}{6} G^2 - \frac{151}{36} G^3. \quad (2.38)$$

В сильных полях ($G \gg 1$) коэффициент поглощения в центре линии ($\Omega = 0$) имеет вид ¹⁶

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \frac{8}{\pi^2 \sqrt{G}}. \quad (2.39)$$

Точное решение (2.39) и решение (2.33), полученное из скоростных уравнений, отличаются при больших полях всего на 15%.

В работах ^{18, 23} решение задачи было проведено методом матрицы плотности при произвольных интенсивностях с помощью ЭВМ. В этом случае справедливы уравнения (2.10) с энергией взаимодействия в поле стоячей волны в виде

$$\hbar V(z, t) = -p_{12} \mathcal{E}_{CT} \sin kz \cdot \cos(\omega t + \varphi). \quad (2.40)$$

Решение для поляризации $P(v, z, t)$ и разности населенностей $N(v, z, t)$ ищется в виде разложения по пространственным гармоникам $e^{\pm imkz}$:

$$N(v, z, t) = N_0 \left[n_0 + \sum_{m \text{ четное} > 0} (n_m e^{imkz} + \text{к. с.}) \right], \quad (2.41)$$

$$P(z, v, t) = -p_{12} N_0 \operatorname{Re} e^{i(\omega t + \varphi)} \sum_{m \text{ нечетное}} \left[\left(1 + \frac{i(\omega_0 - \omega)}{\Gamma + imkv} \right) n_m e^{imkz} - \left(1 + \frac{i(\omega_0 - \omega)}{\Gamma - imkv} \right) n_m^* e^{-imkz} \right], \quad (2.42)$$

*) В этом существенное отличие когерентных эффектов в газе, находящемся в стационарном световом поле, от осцилляций под действием импульса с длительностью гораздо меньше среднего времени между столкновениями или от осцилляций населенности в пучке частиц, пересекающем световой луч. В последних случаях возможны макроскопические осцилляции разности населенностей уровней, ответственные за инвертирование населенностей ²⁹, самоиндуцированную прозрачность ³⁰ и фотонное эхо ³¹.

где n_m — амплитуда пространственной гармоники e^{imkz} , описывающая пространственно-неоднородное выгорание инверсной населенности. Подставляя соотношения (2.41) и (2.42) в исходные уравнения (2.10), можно получить рекуррентное соотношение для амплитуд гармоник n_m . Выполняя усреднение по скоростям, поляризацию среды можно представить в виде

$$P(z, t) = \text{Re} \sum_{m \text{ нечетное}} [\chi_m^+ \sin mkz + i\chi_m^- \cos(mkz)] \mathcal{E}_{\text{CT}} e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad (2.43)$$

где χ_m^\pm — пространственные гармоники поляризуемости среды. Усредненная по области, занимаемой средой ($0 \leq z \leq L$, причем $L \gg \lambda$), поляризуемость определяется выражением

$$P(t) = \frac{1}{L} \int_0^L P(z, t) \sin(kz) dz = \text{Re} \bar{\chi} \mathcal{E}_{\text{CT}} e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad (2.44)$$

где

$$\bar{\chi} = \chi_1^+ + \text{дополнительные члены вида} \sum_{m \text{ нечетное}} \frac{\lambda}{L} \frac{\bar{\chi}_m^\pm}{m}. \quad (2.45)$$

Вещественная и мнимая части усредненной поляризуемости определяются соотношениями

$$\text{Re} \bar{\chi} = \chi_0 \frac{ku/\sqrt{\pi}}{p\mathcal{E}_{\text{CT}}/2\hbar} (\omega_0 - \omega) \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(v) n_1 dv}{\Gamma + ikv}, \quad (2.46)$$

$$\text{Im} \bar{\chi} = -\chi_0 \frac{ku/\sqrt{\pi}}{p\mathcal{E}_{\text{CT}}/2\hbar} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} W(v) n_1 dv, \quad (2.47)$$

где $\chi_0 = p_1^2 N_0 / (\hbar ku / \sqrt{\pi})$. Отметим, что, хотя в выражениях для поляризуемости фигурирует амплитуда только первой пространственной гармоники n_1 , для ее вычисления необходимо вычислить амплитуды всех пространственных гармоник поляризации и разности населенностей, связанных между собой. В работах ^{18, 23} развита процедура вычисления их с помощью рекуррентных соотношений.

Решение задачи с использованием ЭВМ показало, что качественных изменений в структуре провала Лэмба, по сравнению со скоростным приближением, не происходит. В области сильных полей глубина провала при

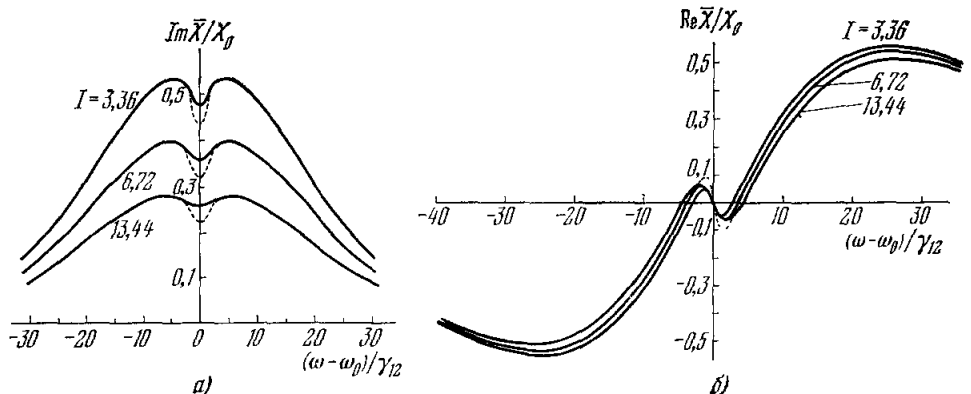


Рис. 4. Частотные зависимости мнимой (а) и вещественной (б) частей восприимчивости $\bar{\chi}/\chi_0$ для различных значений интенсивности I стоячей волны, найденные численным интегрированием в работе ¹⁸.

Параметр насыщения $I = (1/\gamma_1 \gamma_2) (p\mathcal{E}_{\text{CT}}/\hbar)^2$. Расчет сделан для случая $ku = 25\gamma_{12}$, $\gamma_{12} = (1/2)(\gamma_1 + \gamma_2)$, $\gamma_1 = \gamma_2$. Штриховой линией показан результат расчета в приближении некогерентного взаимодействия.

равных константах релаксации уровней $\gamma_1 = \gamma_2 = \Gamma$ уменьшается примерно на 20% по сравнению с расчетом по формуле (2.32). На рис. 4 приведены результаты численного расчета ¹⁸ мнимой и вещественной частей

поляризуемости среды при различной степени насыщения. Штрихом показаны результаты расчета в скоростном приближении. Качественно новым является возникновение дополнительной структуры в форме «дырки» в распределении по скоростям (рис. 5). Увеличение разности населенностей частиц с $kv = 0$ объясняется тем, что в этом случае значительная часть частиц движется в узлах стоячей волны, где световое поле мало. Однако при отличии kv от нуля частицы пересекают узлы и пучности и воспринимают среднее поле. При расчете в приближении слабого насыщения или при произвольном насыщении в скоростном приближении аномалии в распределении частиц по скоростям не возникают.

3. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ОДНОМОВОДОМ ЛАЗЕРЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

Газовый лазер с нелинейным поглощением содержит внутри резонатора два компонента, резонансно взаимодействующих с полем, — усиливающую среду (обычно газовую, но в принципе это может быть любая активная среда, генерирующая в стационарном режиме) и нелинейно-поглощающую газовую ячейку. Для возникновения рассматриваемых ниже резонансных явлений нелинейно-поглощающая среда должна удовлетворять следующим условиям:

- 1) линия поглощения должна совпадать с линией усиления активной среды или лежать внутри линии усиления;
- 2) линия поглощения должна быть уширена неоднородно из-за эффекта Доплера;
- 3) интенсивность излучения лазера должна быть достаточна для насыщения поглощения.

В этом случае в центре линии поглощения образуется провал Лэмба и в результате эффективное усиление двух сред приобретает резонансный пик. Это приводит к радикальному изменению свойств лазера — амплитуды и частоты генерации.

а) Уравнения одномодового лазера. В простейшем случае одномодового лазера стоячая волна внутри резонатора вида (2.29) наводит в усиливающей и поглощающей средах макроскопическую поляризацию

$$P_f(t) = C_f \cos(\omega t + \varphi) + S_f \sin(\omega t + \varphi), \quad (3.1)$$

или, в терминах поляризуемости (восприимчивости) сред $\chi_f = \chi'_f - \chi''_f$,

$$P_f(t) = \mathcal{E}_{ст} \chi'_f \cos(\omega t + \varphi) - \mathcal{E}_{ст} \chi''_f \sin(\omega t + \varphi), \quad (3.2)$$

где индекс $f = a$ или b (индекс a относится здесь и всюду ниже к усиливающей среде, индекс b — к поглощающей среде). Обратная реакция поляризации на световое поле в типе колебаний резонатора описывается

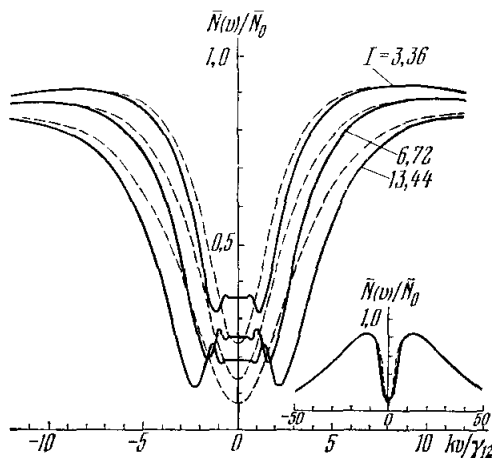


Рис. 5. Усредненная по пространству функция распределения разности населенностей по проекциям скоростей молекул на направление стоячей световой волны при различной степени насыщения, вычисленная в работе¹⁸. Расчет сделан для случая $ku = 40\gamma_{12}$, $\gamma_1 = \gamma_2$, $\omega = \omega_0$. Обозначения те же, что и на рис. 4.

стандартным уравнением для временной составляющей поля $E(t)$

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{\omega}{Q} \frac{dE}{dt} + \omega_p^2 E = \left\langle \frac{d^2 P_a}{dt^2} \right\rangle_z + \left\langle \frac{d^2 P_b}{dt^2} \right\rangle_z, \quad (3.3)$$

где ω_p и Q — собственная частота и добротность типа колебаний резонатора, а усреднение проводится по длине резонатора. В уравнении (3.3) усиление и потери предполагаются равномерно распределенными по объему резонатора. Для большинства случаев это достаточно хорошее приближение, так как обычно усиление и потери на проход резонатора невелики, а поперечное распределение поля аксиального типа колебаний становится существенным только в специальном случае газа очень низкого давления, когда длина свободного пробега сравнима с поперечным размером поля.

Уравнение (3.3) для высокочастотной составляющей поля $E(t)$ можно привести к двум уравнениям для медленных амплитуд $\mathcal{E}_{ст}(t)$ и фазы $\varphi(t)$ поля

$$\frac{d\mathcal{E}_{ст}}{dt} + \frac{\omega}{2Q} \mathcal{E}_{ст} = -2\pi\omega(S_a + S_b) = 2\pi\omega\mathcal{E}_{ст}(\chi_a'' + \chi_b''), \quad (3.4)$$

$$\left(\omega - \omega_p + \frac{d\varphi}{dt}\right) \mathcal{E}_{ст} = -2\pi\omega(C_a + C_b) = -2\pi\omega\mathcal{E}_{ст}(\chi_a' + \chi_b'). \quad (3.5)$$

Уравнение для амплитуды поля (3.4) можно привести к уравнению для интенсивности излучения одной из бегущих волн $P = (c/8\pi) \mathcal{E}_{ст}^2$:

$$\frac{dP}{dt} + \frac{\omega}{Q} P = cP[\kappa_a(P) - \kappa_b(P)], \quad (3.6)$$

где κ_a и κ_b — усредненные по длине резонатора коэффициенты насыщенного усиления и поглощения на единицу длины, связанные с амплитудой поляризации S и восприимчивостью χ соотношением (2.17). Уравнение (3.6) описывает баланс энергии излучения в резонаторе при скорости затухания в резонаторе $\frac{\omega}{Q}$, скорости нелинейного усиления активной среды $c\kappa_a$ и скорости нелинейного поглощения $c\kappa_b$. С помощью соотношения (2.18) уравнение для частоты генерации (3.5) можно выразить через усредненные по длине резонатора показатели преломления усиливающей и поглощающей сред:

$$\left(\omega - \omega_p + \frac{d\varphi}{dt}\right) = \omega(1 - n_a) + \omega(1 + n_b). \quad (3.7)$$

Частота генерации ω отличается от собственной частоты пустого резонатора ω_p на величину $\delta\omega = d\varphi/dt$ из-за набега фазы поля, обусловленного отличием показателей преломления сред от единицы в области аномальной дисперсии.

Для того чтобы исследовать свойства излучения лазера, необходимо знать зависимости величин κ_f и n_f ($f = a, b$) от интенсивности и частоты поля. Эти зависимости даются выражениями, приведенными в гл. 2. Рассмотрим более подробно поведение мощности и частоты генерации в стационарном режиме.

б) Мощность генерации. В стационарном режиме генерации ($dP/dt = 0$) мощность излучения согласно (3.6) определяется условием равенства эффективного усиления двух сред $\alpha_a = \kappa_a - \kappa_b$ и ненасыщаемых (линейных) потерь на единицу длины $\gamma = \omega/Qc$:

$$\alpha_a = \kappa_a(P, \omega) - \kappa_b(P, \omega) = \gamma. \quad (3.8)$$

Уравнение (3.8) определяет зависимость мощности генерации от параметров лазера, если известно поведение нелинейного усиления и поглощения.

Функции κ_a и κ_b монотонно убывают с ростом интенсивности (гл. 2). В отсутствие нелинейного поглощения решение уравнения (3.8) единственно и соответствует точке пересечения кривой $\kappa_a(P)$ с величиной линейных

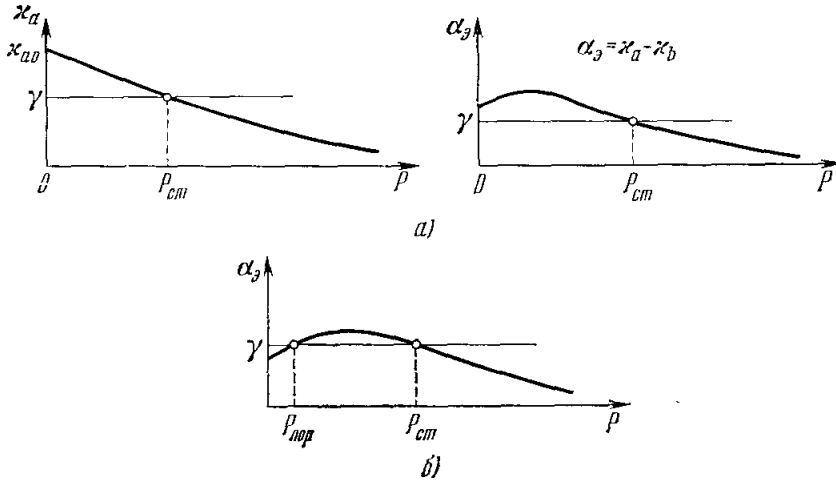


Рис. 6. Возможные решения уравнения (3.8) в случае отсутствия поглощения (а) и при наличии нелинейного поглощения (б).

потерь γ (рис. 6, а). Наклон кривой $\kappa_f(P)$ в точке $P = 0$ определяется величиной

$$\sigma_f = - \frac{2}{\kappa_f} \left. \frac{d\kappa_f}{dP} \right|_{P=0}, \quad (3.9)$$

которая согласно (2.33) связана с параметром насыщения усиления (поглощения) одной бегущей волной G_f соотношением

$$G_f = \sigma_f P. \quad (3.10)$$

При введении нелинейного поглощения зависимость α_3 от интенсивности может качественно измениться. Если насыщение поглощения наступает гораздо раньше, чем насыщение усиления ($\sigma_b \gg \sigma_a$), то α_3 сначала возрастает за счет просветления поглотителя, а лишь затем монотонно падает из-за насыщения усиления (см. рис. 6). Здесь при различном соотношении между линейными потерями γ и величиной начального эффективного усиления α_3^0 кривая $\alpha_3(P)$ может пересечься с прямой γ либо в одной ($\alpha_3^0 > \gamma$), либо в двух ($\alpha_3^{\max} > \gamma > \alpha_3^0$) точках. В последнем случае режим самовозбуждения лазера является жестким, т. е. требующим для начала генерации поля с интенсивностью $P > P_{пор}$. Если насыщение поглощения происходит гораздо позже, чем насыщение усиления ($\sigma_b \ll \sigma_a$), то нелинейное поглощение не меняет качественно зависимости эффективного усиления от интенсивности. В промежуточном случае возникновение максимума у α_3 зависит от соотношения между параметрами насыщения и начальными значениями коэффициентов усиления и поглощения. Заметим, что отмеченные особенности режима возбуждения газового лазера с нелинейным поглощением присущи всем типам лазеров с нелинейным поглотителем. Например, режим жесткого самовозбуждения в лазерах рассматривался еще в работе ³². Однако зависимость эффективного усиления от частоты поля является специфичной для нелинейного поглощения газовой среды, определяющей наиболее важные свойства такого лазера.

Зависимость мощности излучения от частоты может быть найдена из соотношения (3.8). Основной эффект состоит в резонансном увеличении α_3 , когда частота излучения ω проходит через центр линии поглощения $\omega = \omega_b$.

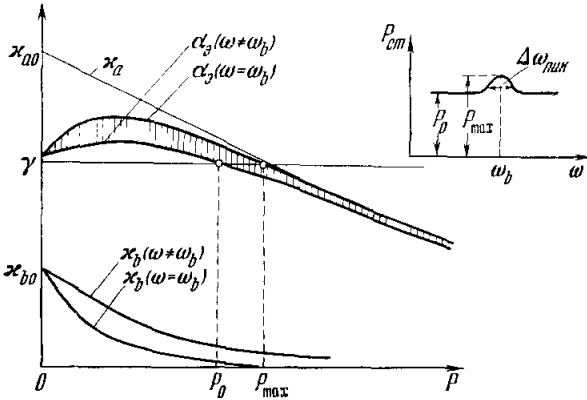


Рис. 7. Кривые эффективного усиления в центре линии поглощения и вне лэмбовского провала в линии поглощения, показывающие величину пика мощности стационарной генерации.

Это приводит к резонансному изменению мощности стационарной генерации, т. е. к пику, выходящей мощности лазера. Это естественно объясняется уменьшением нелинейного поглощения в центре линии. Параметры пика мощности иллюстрируются рис. 7, на котором показаны кривые эффективного усиления в центре линии поглощения ($\omega = \omega_b$) и вне лэмбовского провала в линии поглощения ($|\omega - \omega_b| \gg \Gamma_b$). Если ширина лэмбовского провала в усиливающей среде гораздо больше, чем в поглощающей

($\Gamma_a \gg \Gamma_b$), а именно этот случай представляет наибольший интерес, то при прохождении через лэмбовский провал в поглощающей среде зависимость $\alpha_a(P)$ можно считать неизменной. В то же время коэффициент нелинейного поглощения вне резонанса в обозначениях (3.10) в самом общем случае равен (см. гл. 2)

$$\alpha_b = \frac{\alpha_{b0}}{\sqrt{1 + \sigma_b P}}, \quad |\omega - \omega_b| \gg \Gamma_b, \quad (3.11)$$

а при точном резонансе ($\omega = \omega_b$) его с достаточной точностью можно описывать выражением (3.11) с удвоенной степенью насыщения. Последнее справедливо в скоростном приближении и с точностью до 20% даже при учете когерентных осцилляций и пространственной неоднородности выгораний в стоячей волне (гл. 2). Поэтому кривая $\alpha_3(P)$ в резонансе отличается от соответствующей кривой вне резонанса сжатием $\alpha_b(P)$ по оси абсцисс в два раза (см. рис. 7). Мощность генерации в этих предельных случаях P_{max} и P_0 определяются точками пересечения кривых $\alpha_3(P)$ с прямой линейных потерь γ . Все промежуточные кривые, соответствующие постепенному прохождению области резонанса, лежат в заштрихованной области.

Параметры пика мощности сложным образом зависят от характеристик усиливающей и поглощающей сред, и форма пика, вообще говоря, отнюдь не совпадает с формой лэмбовского провала в линии поглощения. Это создает определенные трудности при использовании пика мощности для спектроскопических измерений. Однако имеется область параметров, в которой форма пика мощности имеет лоренцовский вид. При выполнении следующих условий:

$$\sigma_a P, \sigma_b P \ll 1, \quad (3.12)$$

означающих малую степень насыщения усиления и поглощения, мощность генерации определяется выражением ^{12, 33}

$$P_\omega = \frac{\alpha_{a0} - \alpha_{b0} - \gamma}{2\alpha_{a0}\sigma_a - \alpha_{b0}\sigma_b [1 + \mathcal{L}((\omega - \omega_b)/\Gamma_b)]} = \frac{\gamma}{\sigma_a \alpha_{a0} (2 - \beta) - \beta \mathcal{L}((\omega - \omega_b)/\Gamma_b)} \cdot (\eta - 1) \quad (3.13)$$

где $\mathcal{L}(x) = 1/(1+x^2)$ — лоренцовский контур, $\eta = (\kappa_{a0} - \kappa_{b0})/\gamma = \alpha_0^0 \gamma$ — превышение начального эффективного усиления над линейными потерями, $\beta = \kappa_{b0}\sigma_b/\kappa_{a0}\sigma_a$ — параметр, характеризующий изменение эффективного усиления при $P=0$ (при $\beta > 1$ величина $d\alpha_0/dP < 0$, а при $\beta < 1$ $d\alpha_0/dP > 0$). Пик мощности, обусловленный членом $\mathcal{L}((\omega - \omega_b)/\Gamma_b)$ в знаменателе, имеет лоренцевскую форму с шириной по полувысоте

$$\Delta\omega_{\text{пик}} = 2\Gamma_b \left[\frac{2(1-\beta)}{2-\beta} \right]^{1/2}. \quad (3.14)$$

Таким образом, необходимо иметь в виду, что при обработке экспериментальных данных по ширине пика экстраполяцией в область слабых интенсивностей получается ширина пика $\Delta\omega_{\text{пик}}$, которая в общем случае не равна однородной ширине. Ширина пика совпадает с однородной шириной поглощения только при дополнительном условии

$$\beta = \frac{\sigma_b \kappa_{b0}}{\sigma_a \kappa_{a0}} \ll 1. \quad (3.15)$$

Практически условие (3.15) можно выполнить при использовании очень малого поглощения.

Относительная амплитуда, или контраст пика, т. е. отношение амплитуды пика к основанию,

$$s = \frac{1}{P_0} (P_{\text{max}} - P_0), \quad (3.16)$$

при условиях (3.12) равна

$$s = \frac{\beta}{2(1-\beta)}. \quad (3.17)$$

Таким образом, форма пика мощности совпадает с формой лэмбовского провала в пределе пиков с очень малым контрастом. Значительный контраст

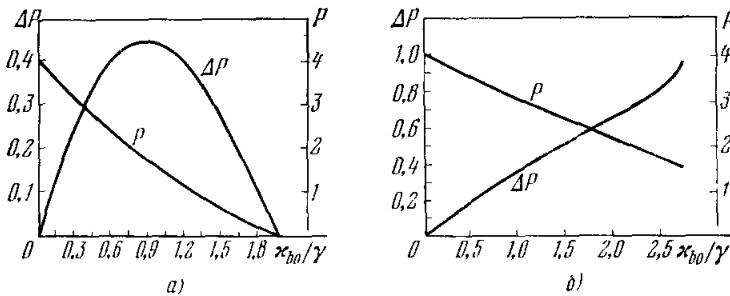


Рис. 8. Зависимость абсолютной величины пика мощности $\Delta P = P_{\text{max}} - P_0$ и мощности генерации в максимуме P_{max} (в единицах $G_a = \sigma_a P$) от коэффициента начального поглощения κ_{b0} (в единицах γ) для случаев $\sigma_b/\sigma_a = 1$ (а) и $\sigma_b/\sigma_a = 10$ (б) ³⁵.

Расчет сделан для случая $\kappa_{a0} = 3\gamma$.

пика можно получить при увеличении параметра β , увеличивая, например, коэффициент поглощения κ_{b0} . Для обеспечения превышения начального эффективного усиления над порогом $\eta = \alpha_0^0/\gamma$ (т. е. режима мягкого самовозбуждения) при увеличении κ_{b0} необходимо увеличивать соответственно κ_{a0} . В этом случае при $\sigma_b \gg \sigma_a$ стационарная мощность генерации будет резко расти и вызывать сильное насыщение поглощения. Естественно, что тогда приближение (3.12) оказывается несправедливым, и необходимо использовать следующие по интенсивности члены разложения $(\sigma_b P)^n$ (см., например, работу ³⁴) или использовать выражения для коэффициента поглощения в сильном поле типа (3.11) (см., например, работу ³⁵). На рис. 8 приведены расчетные ³⁵ зависимости абсолютной величины пика

мощности $\Delta P = P_{\max} - P_0$ от коэффициента начального поглощения ячейки κ_{b0} при постоянном коэффициенте усиления $\kappa_{a0} = 3\gamma$ для двух значений параметра σ_b/σ_a . На этом же рисунке приведена зависимость мощности генерации в максимуме P_{\max} в единицах параметра насыщения усиления $G_a = \sigma_a P$. При большой степени насыщения поглощения происходит контраста пика, что объясняется уменьшением глубины провала Лэмба в поглощении при сильном насыщении. Относительная глубина провала Лэмба h равна

$$s = \frac{1}{\sqrt{1+G_b}} - \frac{1}{\sqrt{1+2G_b}} \sim \frac{1}{\sqrt{G_b}} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right), \quad G_b \gg 1. \quad (3.18)$$

Именно, при больших контрастах пика s и сильном насыщении поглощения форма пика мощности существенно отличается от дисперсионного вида.

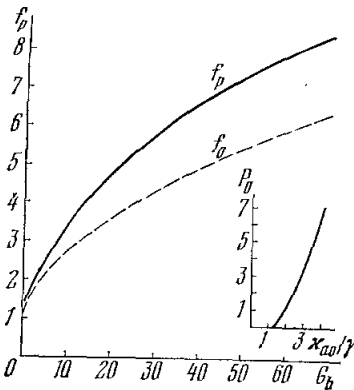


Рис. 9. Коэффициент уширения пика мощности в сильном поле по данным работы ³⁵.

Штриховой линией показан коэффициент уширения провала f_0 в центре линии поглощения. Рост мощности достигается увеличением коэффициента усиления κ_{a0} при $\kappa_{b0} = 0,5\gamma$. Параметр $\sigma_b/\sigma_a = 10$.

При малых насыщениях и $\beta \ll 1$ ширина пика уже ширины провала в линии поглощения $2\Gamma_b$, а при сильном насыщении происходит уширение пика мощности и уменьшение его амплитуды. Эти эффекты были рассмотрены в работе ³⁵. В общем случае при сильном насыщении уширение пика из-за насыщения может быть представлено в виде ³⁵

$$\Delta\omega_{\text{пик}} = 2\Gamma_b f_p, \quad (3.19)$$

где f_p — фактор уширения пика мощности. Поведение этого коэффициента показано на рис. 9 для случая $\sigma_b/\sigma_a = 10$ и $\kappa_{b0} = 0,5\gamma$.

Первые наблюдения пика мощности были выполнены в He — Ne-лазере на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с Ne-нелинейно-поглощающей ячейкой в работах ^{12,13}. Вследствии пик мощности наблюдался в большом числе работ с различными лазерами и нелинейными поглотителями, сводка которых дана в табл. II. В экспериментах используется два типа нелинейных поглотителей: 1) атомы и молекулы, используемые в усиливающей среде, но при условиях, когда на рабочем переходе имеется поглощение, а не усиление; 2) молекулы, частота поглощения которых случайно совпадает с линией усиления лазера. Остановимся более детально на основных результатах, полученных с He — Ne-лазером на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с Ne-нелинейно-поглощающей ячейкой и He — Ne-лазером на $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ с CH_4 -нелинейно-поглощающей ячейкой, которые являются типичными примерами этих двух классов.

Пик мощности, наблюдающийся в He — Ne/Ne-лазере (здесь и ниже используется обозначение — «усиливающая среда/поглощающая среда»), приведен на рис. 10. В He — Ne/Ne-лазере нетрудно получить пик мощности с контрастом $s = 0,1-1,0$. Это связано с тем, что при небольшом давлении Ne ($\sim 0,1 \text{ тор}$) имеется заметное поглощение, а однородная ширина перехода $2\Gamma_b/2\pi = 22 \text{ Мгц}$ значительно меньше, чем в усиливающей среде (Ne — $0,1-0,3 \text{ тор}$, He — $1-3 \text{ тор}$), из-за отсутствия столкновительного уширения перехода гелием ($\sim 100-150 \text{ Мгц/тор He}$). Различие однородных ширин $2\Gamma_b$ и $2\Gamma_a$ обеспечивает четкое выделение пика мощности на фоне более широкого лэмбовского провала в усиливающей среде и необходимое превышение параметра насыщения поглощения σ_b над параметром насыщения усиления σ_a ($\sigma_b/\sigma_a = \Gamma_a/\Gamma_b \approx 10$). Ширина пика мощности

Таблица II

Газовые лазеры с нелинейно-поглощающей ячейкой внутри резонатора, в которых наблюдался резонансный пик мощности

Тип лазера	Длина волны, мкм	Поглощающая частица	Литература
He—Ne	0,6328	Ne ²⁰ в разряде 1 ₃ ²⁷ 1 ₂ ²⁹ Br ₂ ⁹	12, 13, 36-40, 56, 73, 105 106-108, 110 109 110
He—Ne ²²	0,6328	Ne ²² (в разряде) Br ₂ ⁹	111 113
He—Ne	1,52 3,39	Ne ²⁰ (в разряде) ¹² CH ₄	158 44, 45, 47, 53, 78, 112, 115, 116, 119, 141-143, 156, 157
		¹² СН ₄ (в магнитном поле)	113
		¹² СН ₄ (в электрическом поле)	117
		¹² СН ₄ (молекулярный пучок)	118
He—Ne He—Xe CO ₂	2947,9±0,1 см ⁻¹ 3,507 10,6	¹³ СН ₄ , СН ₃ ОН, С ₂ Н ₆ Н ₂ СО СО ₂	120 121 41, 51, 122-124

действительно не совпадает с однородной шириной линии поглощения и может быть как меньше, так и больше $2\Gamma_0$. Это иллюстрируется рис. 11, на котором приведена зависимость ширины пика от мощности генерации

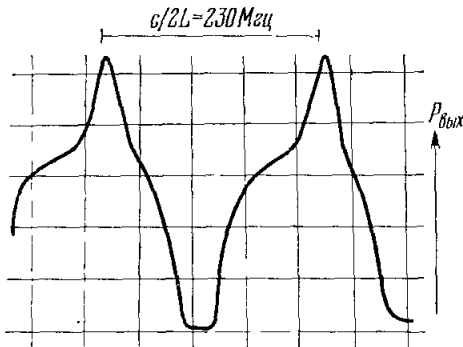


Рис. 10. Пик выходной мощности в He—Ne-лазере на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с Ne-нелинейно-поглощающей ячейкой, наблюдающийся при прохождении частоты аксиальных мод через центр линии поглощения ($c/2L$ — расстояние между аксиальными модами) ^{12, 38}.

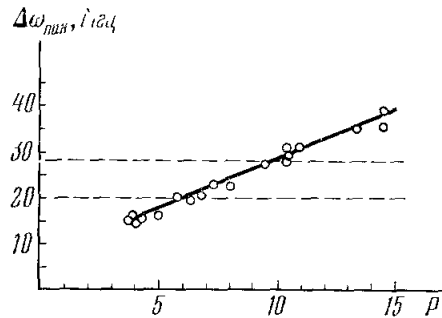


Рис. 11. Зависимость полной ширины пика от мощности генерации в относительных единицах в He—Ne-лазере с Ne(0,1 тор)-поглощающей ячейкой ⁴⁰.

Между штриховыми линиями лежит значение однородной ширины Γ_0/π .

по данным работ ^{36, 40}. Значение однородной ширины для этой линии по данным независимых измерений лежит в интервале 20—28 Мгц. Экспериментально зависимость ширины пика мощности от различных параметров лазера изучалась в работах ^{12, 36-41}. Важной является зависимость $\Delta\omega_{\text{пик}}$ от давления в поглощающей ячейке, которая позволяет определять константу ударного уширения поглощающих частиц.

Пик мощности сдвинут относительно центра линии усиления (см. рис. 10) на величину Δ , определяемую выражением

$$\Delta = (\omega_a - \omega_b) \frac{\kappa_{a0}}{\kappa_{a0} - \kappa_{b0}}, \quad (3.20)$$

где $(\omega_a - \omega_b)$ — сдвиг центра линии усиления относительно линии поглощения, и предполагается, что все сдвиги гораздо меньше доплеровской ширины. При малых поглощениях ($\kappa_{b0} \ll \kappa_{a0}$) сдвиг пика мощности от давления позволяет непосредственно измерить столкновительные сдвиги линий ($\Delta_{\text{Ne-Ne}} = 20 \pm 3 \text{ Мгц/тор}$ ^{12, 13}).

В He — Ne/Ne-лазере параметр насыщения поглощения неона G_b может изменяться в очень широких пределах (от 0,1 до 10²). Это приводит к существенному уширению пика^{12, 38, 38, 40} (см. рис. 11) и практическому

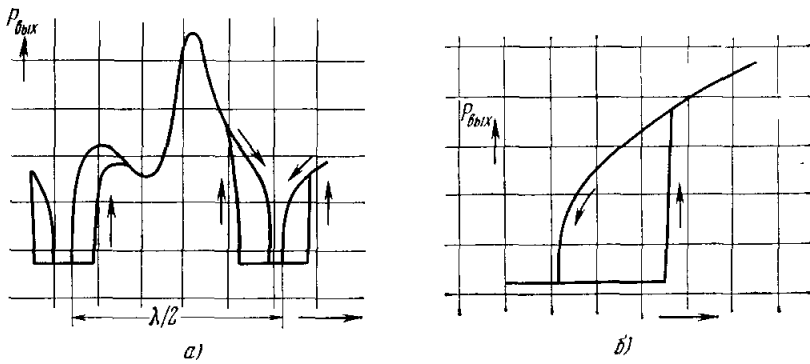


Рис. 12. Пик и гистерезис мощности генерации при сканировании частоты резонатора (а) и гистерезис мощности генерации при изменении тока разряда в усиливающей трубке (б)⁴³.

исчезновению его из-за сильного насыщения⁴² в соответствии с зависимостью, изображенной на рис. 8. При увеличении поглощения в Ne-ячейке форма пика становится сложной и возникают гистерезисные явления^{12, 43}. Наблюдаются два типа гистерезисных эффектов: гистерезис при наблюдении выходной мощности как функции частоты резонатора (рис. 12, а) и как функции тока разряда в усиливающей ячейке, т. е. коэффициента усиления (рис. 12, б). Гистерезисные явления можно объяснить с помощью кривых эффективного усиления³⁴, приведенных на рис. 6.

Кривая эффективного усиления неизбежно имеет максимум, если $d\alpha_3/dP > 0$ в точке $P = 0$. Это имеет место, если параметр

$$\beta = \frac{\kappa_{b0}\sigma_b}{\kappa_{a0}\sigma_a} > 1.$$

В этом случае формально уравнение (3.8) имеет два решения (рис. 13, а). Решение $P_1 = P_{\text{пор}}$ является неустойчивым, так как увеличение амплитуды поля ($P > P_1$) вызывает дальнейшее увеличение усиления, а уменьшение поля ($P < P_1$) — уменьшение усиления и затухание интенсивности. Поэтому точка $P = P_{\text{пор}}$ является пороговым значением интенсивности, необходимой для возбуждения лазера. Тот факт, что $P_{\text{пор}} > 0$, означает жесткий режим самовозбуждения. Решение $P_2 = P_{\text{ст}}$ является устойчивым в рассматриваемом приближении и соответствует стационарной генерации. Гистерезисные явления возникают только при наличии максимума у кривой $\alpha_3(P)$, т. е. при $\beta > 1$. Чтобы понять их смысл, достаточно проследить за изменением мощности при изменении коэффициента линейных

потерь γ (рис. 13, б). При $\gamma > \alpha_3^m$ генерация отсутствует из-за высокого значения порога. в области $\alpha_3^0 < \gamma < \alpha_3^m$ генерация не возникает из-за жесткого режима самовозбуждения, и лишь в точке $\gamma = \alpha_3^0$ происходит

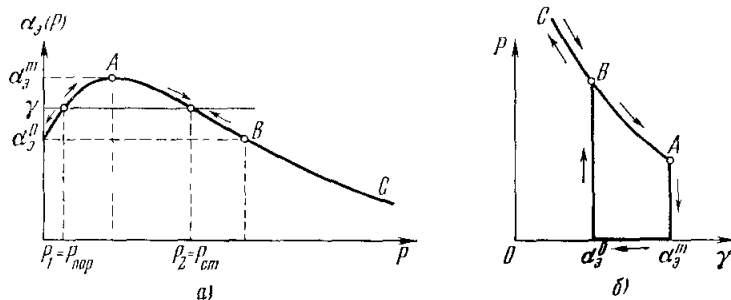


Рис. 13. К объяснению гистерезиса выходной мощности при изменении линейных потерь γ с помощью кривой эффективного усиления $\alpha_3(P)$.

мягкое самовозбуждение, переводящее лазер в состояние *B*. При дальнейшем уменьшении потерь ($\gamma < \alpha_3^0$) точка стационарной генерации движется по участку *BC* на кривой усиления $\alpha_3(P)$. Наоборот, если начать с малых потерь $\gamma < \alpha_3^0$, генерация возникает на участке *BC* и продолжается даже при увеличении потерь в область $\alpha_3^0 < \gamma < \alpha_3^m$. Она срывается в точке *A* при $\gamma = \alpha_3^m$. Как показано в работе ³¹, стационарная мощность в области гистерезиса может быть найдена только при учете членов порядка $(\sigma_b P)^2$ и выше.

Пик мощности в He — Ne/CH₄-лазере на $\lambda = 3,39$ мкм наблюдался впервые в работе ⁴⁴. При давлении метана около 10^{-3} тор ширина пика в этой работе составляла 300 Мгц. На рис. 14, а показан пик, полученный в работе ⁴⁵ в специальных условиях (низкое давление CH₄ $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ мл/тор, большой диаметр светового луча $a \approx 1$ см), необходимых для достижения минимальной ширины пика. Вращательно-колебательная линия поглощения *P* (7) полосы ν_3 метана отстоит от линии усиления He — Ne-лазера с $\lambda = 3,39$ мкм на 50—80 Мгц. Точного совпадения добиваются увеличением давления гелия в усиливающей среде ⁴⁴ либо использованием Ne²² ^{46, 47}. Главной чертой пика является его малая ширина, составляющая всего 0,1—0,3 Мгц по сравнению с доплеровскими ширинами усиления He и поглощения CH₄, составляющими около 300 Мгц. Это достигается благодаря малой однородной ширине линии поглощения CH₄ при давлении 10^{-2} — 10^{-3} тор. Коэффициент поглощения CH₄ в центре линии составляет $0,18 \text{ см}^{-1} \text{ тор}^{-1}$ ⁴⁸, и при типичной длине поглощающей ячейки 50 см поглощение составляет 1 %/мтор CH₄. В подобных условиях контраст пика составляет несколько процентов ^{44, 47}. Однако оптимизацией парамет-

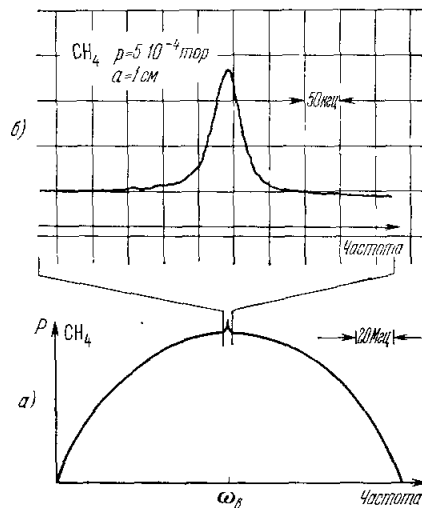


Рис. 14. Форма пика мощности в He — Ne-лазере с CH₄-нелинейно-поглощающей ячейкой, наблюдавшегося в работе ⁴⁵.

ров (увеличение длины ячейки до 200 см, увеличение диаметра луча в поглощающей ячейке) контраст пика можно увеличить до 100% при выходной мощности лазера несколько *мвт*⁴⁵ (см. рис. 14, б). Для He — Ne/CH₄-лазера обычно параметр $\beta \ll 1$ и поэтому гистерезисные явления не наблюдаются.

Ширина пика совпадает с шириной провала Лэмба в линии поглощения $2\Gamma_b$, так как $\beta \ll 1$. Экспериментально наблюдается уширение пика от мощности генерации, что свидетельствует о заметной степени насыщения поглощения ($\sigma_b P \sim 1$). Наблюдается уширение пика при увеличении давления CH₄, откуда следует константа уширения из-за столкновений $32,6 \pm 1,2$ Мгц/тор. Заметим, что в первых работах^{13,44} ширина пика $\Delta\omega_{\text{пик}}$ ошибочно принималась равной полуширине лэмбовского провала Γ_b . Поэтому константы уширения были занижены вдвое*). При низких давлениях (менее 10 мтор) столкновительная ширина мала и становится существенным вклад в уширение конечного времени пролета молекулы через луч. Для светового луча с гауссовским профилем интенсивности поля в поперечном сечении пролетная ширина линии по полувысоте для молекул со скоростью v , пролетающих через центр луча диаметром a , по полувысоте равна

$$\Delta\nu_{\text{пр}} = \frac{4 \ln 2}{\pi} \frac{v}{a}.$$

Для молекул CH₄, принимая в качестве v среднюю тепловую скорость молекул при 300° К $\bar{v} = (8kT/\pi M)^{1/2} = 6,8 \cdot 10^4$ см/сек, получаем $\Delta\nu_{\text{пр}} = 60$ кгц при $a = 1$ см.

В области низких давлений, когда молекулы пересекают луч почти без столкновений, становится существенным уширение провала из-за сферичности волнового фронта. Согласно оценке, сделанной в работах^{49, 50}, уширение из-за этого эффекта определяется выражением

$$\Delta\omega_{\text{сф}} \approx \frac{ku}{\sqrt{2kR}}, \quad (3.21)$$

где R — радиус кривизны волнового фронта. Наконец, следует обратить внимание, что если наблюдается зависимость выходной мощности как функция собственной частоты резонатора ω_p (а не частоты генерации ω), то в He — Ne/CH₄-лазере она не отражает истинной ширины пика из-за нелинейного затягивания частоты генерации к центру провала в линии поглощения (автостабилизация или самостабилизация частоты¹¹). Подробнее эффект рассмотрен ниже, в п. в).

Отнюдь не всякий поглощающий газ пригоден для получения описываемых резонансных эффектов при помещении его внутрь резонатора лазера. Желательно, чтобы параметр насыщения поглощения был одного порядка или превышал параметр насыщения усиления. Однако при очень сильном различии их ($\sigma_b \gg \sigma_a$) происходит слишком глубокое насыщение погло-

*) На первый взгляд кажется, что ширина провала Лэмба, образующегося в центре при перекрывании двух «дырок» Беннета лоренцевской формы шириной $2\Gamma_b$, будет равна удвоенной ширине «дырок» $2(2\Gamma_b)$. Перекрывание «дырок» математически описывается сверткой двух лоренцевских контуров, и ширина провала, казалось бы, должна удвоиться. Однако следует помнить, что расстройка между двумя симметричными «дырками» Беннета в частотной шкале в два раза больше расстояния каждой «дырки» от центра линии, т. е. расстройки частоты поля ω относительно центра линии ω_b . Поэтому две «дырки» сближаются друг с другом в два раза быстрее изменения разности частот ($\omega - \omega_b$), и возникает дополнительный фактор $1/2$. Совсем другая ситуация имеет место, если две волны независимы друг от друга и изменяется частота только одной из них. В этом случае ширина провала в линии поглощения будет равна $2(2\Gamma_b)$.

щения, которое (см. (3.18)) приводит к исчезновению провала Лэмба и, следовательно, пика мощности. Типичным примером такой неподходящей пары является CO_2 -лазер с SF_6 -нелинейно-поглощающей ячейкой внутри резонатора. В работе⁵¹ показано, что другим неблагоприятным фактором является длительное пребывание молекул в возбужденном состоянии в области поля лазера. Такая ситуация может возникнуть с молекулами, имеющими большое время колебательной релаксации в определенном диапазоне давлений, когда длина свободного пробега молекул из-за столкновений гораздо меньше диаметра светового луча. В этом случае происходит накопление молекул с различными скоростями в возбужденном состоянии и сильное насыщение всего колебательного перехода. Однородное насыщение оказывается преобладающим. В результате амплитуда провала Лэмба резко уменьшается и пик мощности практически исчезает, несмотря на то, что однородная ширина линии поглощения гораздо меньше доплеровской. В таком лазере трудно наблюдать пик мощности в непрерывном режиме генерации. Он возникает только в переходном режиме после быстрого включения лазера в течение времени, пока не произошло накопление возбужденных молекул и их диффузия в пространстве скоростей.

в) Ч а с т о т а г е н е р а ц и и. В стационарном режиме частота генерации определяется выражениями (3.5) или (3.7) при $\dot{\varphi} = 0$ и $\dot{E}_{ст} = 0$. Для того чтобы понять влияние нелинейного поглощения на частоту генерации, напомним сначала поведение частоты в газовом лазере без нелинейного поглощения с неоднородно-уширенной линией усиления. Частота генерации в этом случае определяется уравнением, следующим из (3.5):

$$\frac{\omega - \omega_p}{\omega} = -\frac{1}{2} \chi'_a(\omega). \quad (3.22)$$

При малой степени насыщения усиления ($G_a \ll 1$) для $\chi'_a(\omega)$ справедливо выражение

$$\chi'_a(\omega) = \frac{\kappa_a(\omega)}{2\pi k} \frac{\omega - \omega_0}{k u_a \sqrt{\pi}} \left[1 - G_a \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{k u_a}{\Gamma_a} \mathcal{L} \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma_a} \right) \right], \quad (3.23)$$

или

$$\chi'_a(\omega) = \frac{\omega - \omega_a}{2\pi\omega} \left[p_a - q_a \mathcal{L} \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Gamma_a} \right) \right], \quad (3.24)$$

где $\kappa_a(\omega) = \kappa_{a0} \exp \left[-\left(\frac{\omega - \omega_a}{k u_a} \right)^2 \right]$ — форма доплеровской линии усиления, $2\Gamma_a$ — однородная ширина линии усиления ($2\Gamma_a \ll k u_a$), ω_a — центр линии усиления, p_a и q_a — линейный и нелинейный частотные коэффициенты:

$$p_a = \frac{\kappa_{a0c}}{\sqrt{\pi} k u_a}, \quad q_a = G_a \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\kappa_{a0c}}{\Gamma_a}; \quad (3.25)$$

G_a — степень насыщения усиления каждой из бегущих волн. Типичный вид кривой $\chi'_a(\omega)$ изображен на рис. 4, б. Искажение $\chi'_a(\omega)$ под действием поля есть результат образования узкого провала в центре линии усиления. Отметим, что даже при малом насыщении происходит значительное изменение частотной зависимости $\chi'_a(\omega)$, так как из-за соотношения $k u_a \gg \Gamma_a$ коэффициент q_a может быть сравним или даже быть больше p_a , несмотря на условие $G_a \ll 1$.

Точки пересечения кривой $2\pi\chi'_a(\omega)$ с линией $(\omega - \omega_p)/\omega$ определяют стационарную частоту генерации. Частота генерации «затягивается» к центру линии усиления, а величина линейного затягивания (при $G_a = 0$) определяется коэффициентом p_a . При насыщении наклон кривой $\chi'_a(\omega)$

вблизи ω_a уменьшается и даже меняет знак при $q_a > p_a$. В последнем случае происходит «отталкивание» частоты генерации линией усиления. Зависимость частоты генерации ω от расстройки частоты резонатора ω_p относительно центра линии усиления ω_a при различной степени нелинейности, иллюстрирующая переход от линейного затягивания частоты к нелинейному отталкиванию, приведена на рис. 15. Эти зависимости получены решением уравнений (3.22).

Нелинейный поглотитель изменяет частотную зависимость следующим образом. Во-первых, из-за изменения знака $\chi'_b(\omega)$ линейное затягивание заменяется на линейное отталкивание от центра линии поглощения ω_b .

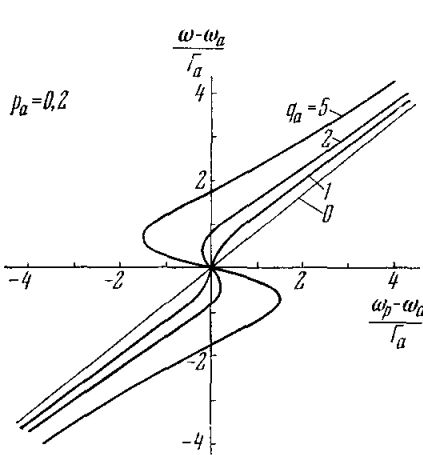


Рис. 15. Зависимость частоты генерации газового лазера ω от расстройки частоты резонатора ω_p в окрестности центра доплеровской линии усиления ω_a .

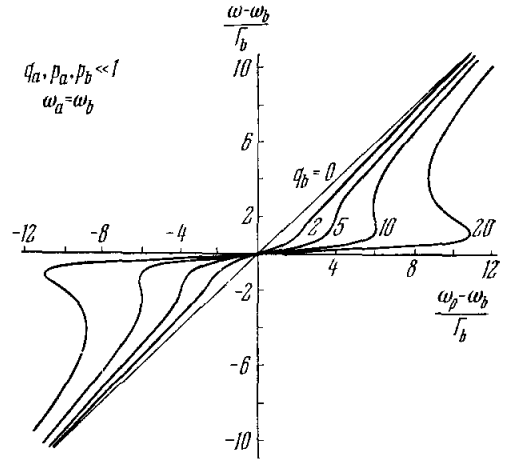


Рис. 16. Зависимость частоты генерации ω газового лазера с нелинейным поглощением от расстройки частоты резонатора ω_p в окрестности центра линии поглощения ω_b (параметры $\omega_a = \omega_b$, $q_a, p_a, p_b \ll 1$).

Во-вторых, нелинейное отталкивание заменяется на нелинейное затягивание к центру линии поглощения ω_b . При слабом насыщении поглощения можно воспользоваться выражением (3.24) для $\chi'_b(\omega)$, в котором коэффициент усиления $\kappa_a(\omega)$ надо заменить на коэффициент поглощения $\kappa_b(\omega)$. Частота генерации в этом приближении определяется выражением

$$\omega - \omega_p = (\omega_a - \omega) \left[p_a - q_a \mathcal{L} \left(\frac{\omega_a - \omega}{\Gamma_a} \right) \right] - (\omega_b - \omega) \left[p_b - q_b \mathcal{L} \left(\frac{\omega_b - \omega}{\Gamma_b} \right) \right], \quad (3.26)$$

где

$$p_b = \frac{\kappa_{b0} c}{\sqrt{\pi} k u_b}, \quad q_b = \frac{\sqrt{\pi}}{2} G_b \frac{\kappa_{b0} c}{\Gamma_b}. \quad (3.27)$$

При условии ($q_b \gg q_a$), что вполне достижимо при $\Gamma_b \ll \Gamma_a$, основным нелинейным эффектом является нелинейное затягивание частоты к центру линии поглощения, называемое автостабилизацией¹¹. На рис. 16 приведены зависимости частоты генерации от расстройки частоты резонатора ω_p относительно центра линии поглощения ω_b при различных значениях параметра q_b для случая $\omega_a = \omega_b$ и $q \ll 1$. Эффект автостабилизации (самостабилизации) определяется наклоном кривых в точке $\omega = \omega_b$, который описывается выражением

$$\frac{\omega - \omega_b}{\omega_p - \omega_b} = \frac{1}{1 + (q_b - p_b) - (q_a - p_a)} = \frac{1}{1 + S}, \quad (3.28)$$

где $S = (q_b - p_b) - (q_a - p_a)$ — фактор автостабилизации. Характерной особенностью частотной зависимости при значительном факторе автостабилизации является гистерезис частоты. При этом частота резонатора может изменяться на значительную величину, гораздо большую Γ_b , а нелинейное затягивание будет удерживать частоту генерации в пределах узкого провала в линии поглощения.

Экспериментально эффект автостабилизации наблюдался в работе⁴⁴ в He — Ne/CH₄-лазере на $\lambda = 3.39$ мкм. Фактор автостабилизации был равен $S \approx 2$. Экспериментальная зависимость⁵² частоты генерации от расстройки частоты резонатора, иллюстрирующая эффект автостабилизации в He — Ne/CH₄-лазере, приведена на рис. 17. В работе⁵³ при оптимизации условий был достигнут фактор $S \approx 6$.

Для получения максимального фактора автостабилизации необходимо, во-первых, устранять влияющие лэмбовского провала в линии усиления ($p_a, q_a \ll 1$), во-вторых, использовать максимально узкий провал в линии поглощения ($\Gamma_b \ll ku_b$) и достаточную степень насыщения поглощения G_b , что обеспечивает выполнение условия $q_b \gg p_b$. При таких условиях фактор автостабилизации S практически равен коэффициенту нелинейного затягивания частоты q_b . Величина q_b согласно (3.27) зависит от многих факторов. Для практических расчетов при $G_b \ll 1$ можно пользоваться выражением

$$q_b = G_b \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\tilde{\kappa}_b p c}{2\pi(\Gamma_b^0 + \tilde{\Gamma}_b p)} \frac{l_b}{L}, \quad (3.29)$$

где $\tilde{\kappa}_b$ — коэффициент поглощения на единицу длины и давления, Γ_b^0 — однородная ширина в гц без учета уширения из-за столкновений, $\tilde{\Gamma}_b$ — коэффициент увеличения однородной ширины из-за давления в гц/тор p — давление газа в поглощающей ячейке (тор), l_b — длина поглощающей ячейки, L — длина резонатора. При увеличении давления, когда ширина провала определяется уширением из-за столкновений, коэффициент q_b стремится к максимально возможной величине

$$q_b^{\max} = G_b \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\tilde{\kappa}_b c}{2\pi\tilde{\Gamma}_b} \frac{l_b}{L}. \quad (3.30)$$

Например, для He — Ne/CH₄-лазера $\tilde{\kappa}_b = 0,18$ см⁻¹ тор⁻¹, $\tilde{\Gamma}_b = 32$ Мгц тор⁻¹ для CH₄ и практически $l_b = L/2$. В этом лазере $q_b^{\max} \approx 12 G_b$. Максимальное значение степени насыщения поглощения G_b , которое можно подставлять в соотношения (3.39) и (3.30), лежит в области 0,3—0,5. Таким образом, соотношение (3.30) объясняет экспериментально достигаемые значения $S = q_b^{\max} \approx 4-6$. Из (3.30) следует, что для получения максимального фактора автостабилизации необходимо работать с поглощающими газами, имеющими максимальное значение отношения $\tilde{\kappa}_b/\tilde{\Gamma}_b$. Отметим, что для молекулярных газов из-за распределения частиц по многим вращательным подуровням это отношение в сотни раз меньше чем для атомарных.

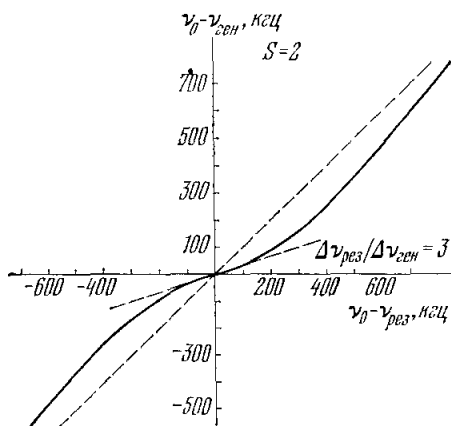


Рис. 17. Экспериментальная зависимость частоты генерации He — Ne-лазера с CH₄-нелинейно-поглощающей ячейкой⁵².

При увеличении степени насыщения поглощения в область $G_b \gg 1$ затягивание частоты уменьшается. Это не следует из соотношения (3.26), которое справедливо лишь при $G_b \ll 1$, но качественно понятно из следующих соображений. При глубоком насыщении, в соответствии с (3.20), становится существенным уширение провала сильным полем. Это уменьшает крутизну дисперсионной кривой в области провала и величину нелинейного затягивания. Поэтому оптимальное для автостабилизации значение G_b лежит в области ~ 1 . Это подтверждается недавно представленными в работе ³⁵ расчетами. При произвольной степени насыщения выражения для нелинейных коэффициентов q_a и q_b имеют вид

$$q_f = \frac{\alpha_{fc}}{\Gamma_f} \frac{\sqrt{1+2G_f}-1}{\sqrt{1+2G_f}(1+\sqrt{1+2G_f})}, \quad f = a, b. \quad (3.31)$$

Выражение (3.31) при $G_f \ll 1$ переходит в выражения (3.25) и (3.27). Численный коэффициент при q_b достигает максимума $(3 + 2\sqrt{2})^{-1} = 0,17$ при $G_b = 1 + \sqrt{2}$.

В работе ⁵⁴ также были рассмотрены резонансные явления при сильном насыщении в лазере, работающем в так называемом режиме квазибегущей волны, предложенном в работе ⁵⁵. В этом режиме одна бегущая волна в резонаторе является сильной, а обратная — слабой для нелинейного поглотителя. Практически такого режима можно достигнуть при большой прозрачности одного из зеркал резонатора. В этой работе было показано, что режим генерации квазибегущей волны, в отличие от обычно используемого режима стоячей волны, позволяет получать большие пики мощности и значительные факторы автостабилизации даже при глубоком насыщении поглощения и сильном отличии параметров насыщения усиливающей и поглощающей сред.

4. РЕЗОНАНСЫ ПРИ НАСЫЩЕНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЗАВИСИМЫМИ ВОЛНАМИ

Наблюдение резонансных явлений в нелинейном поглотителе, расположенном в резонаторе лазера, требует специального выбора параметров насыщения и коэффициентов поглощения и усиления. Во многих случаях это практически неосуществимо (гл. 3) и тогда естественно осуществлять насыщение поглощения световым полем лазера вне резонатора и прямо наблюдать лэмбовский провал в поле стоячей волны ⁵⁶. При использовании внешней ячейки поглощения устраняется какое-либо влияние нелинейного поглотителя на амплитуду и частоту генерации лазера, можно легко контролировать и изменять пространственную конфигурацию светового поля, наблюдать влияние одной волны на поглощение другой как для встречных, так и для однонаправленных. Сейчас такая методика эксперимента общепринята. В табл. III дан список атомов и молекул, в которых наблюдались узкие резонансы при насыщении поглощения во внешней ячейке, а также указаны лазеры, с помощью которых они получены.

При насыщении поглощения полем лазера (или лазеров) вне резонатора световое поле должно иметь по крайней мере одну сильную бегущую волну, насыщающую поглощение. Для регистрации резонансного искажения доплеровского контура надо использовать вторую волну, которая является пробной. Эта методика, предложенная впервые в работе ⁵⁵, допускает несколько новых экспериментальных возможностей. Пробная волна может иметь ту же частоту, что и сильная, но тогда должна распространяться навстречу ей (рис. 18). Очевидно, что, когда частота поля ω совпадает с центром линии ω_0 , обратная пробная волна взаимодействует

Таблица III

Атомы и молекулы, в доплеровских линиях поглощения которых наблюдались узкие резонансы при насыщении поглощения вне резонатора лазера

Тип лазера	Длина волны, мкм	Поглощающая частица	Литература
He—Ne ²⁰	0,6328	Ne ²⁰ (в разряде)	56
He—Ne	3,39	CH ₄	115
CO ₂ —N ₂ —He	10,6	CH ₄ (в магнитном поле)	114
	10,6	SF ₆	60, 61, 125–128
N ₂ O—N ₂ —He	9,6	NH ₂ D (в электрическом поле)	129, 131, 132
			SiF ₄
	10,6	PF ₅ , CF ₂ Cl ₂	60, 61
	9,6—10,6	OsO ₄	133
	10,8	CO ₂	134
Kr	0,5682	C ₂ H ₄ , NH ₃	60, 61
Перестраиваемый лазер на кристалле	0,5890	I ₂ ²⁷	135
		Na	136
СВЧ генератор Генератор миллиметровых волн	0,6563	H (в разряде)	137
	8,2·10 ³	OCS	138
	(1—3)·10 ³	OCS, CH ₃ F	139

с молекулами, насыщенными прямой сильной волной, и в результате поглощение слабой волны в центре линии резко уменьшается. Таким образом, возникает резонансный провал в квазибегущей, а не стоячей волне. Этот

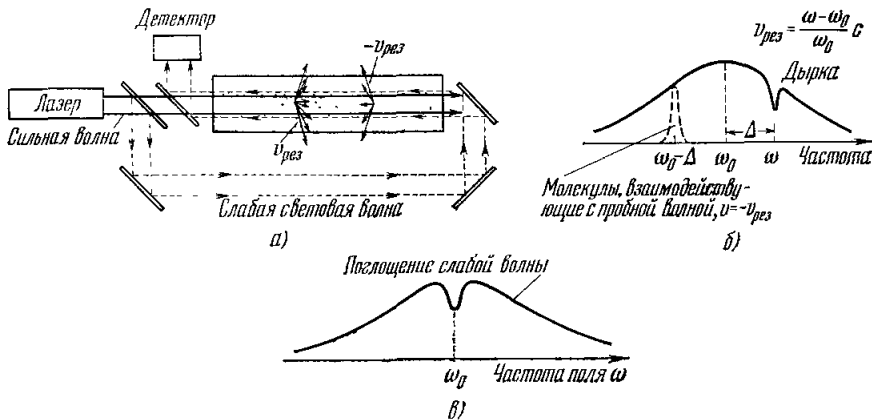


Рис. 18. Схема наблюдения узких резонансов насыщенного поглощения методом пробной встречной волны (а), форма линии поглощения в поле сильной бегущей волны (б) и зависимость поглощения слабой волны от частоты поля (в).

метод рассмотрен ниже в п. а). Пробная волна может распространяться коллинеарно с сильной волной, но тогда для выявления резонанса в доплеровском контуре ее частота ω_2 должна сканироваться (рис. 19). Резонансный провал возникает в этом случае не в центре линии, а на частоте сильной волны ω_1 . Форма резонансного провала в однонаправленных волнах рассмотрена в п. б). Наконец, можно пробную волну пространственно разнести относительно сильной волны. Тогда, как отмечено в ^{11, 33}, также

возможны резонансные эффекты, если длина свободного пробега частиц превышает диаметр лучей и расстояние между ними (см. п. д.)). Рассмотрим все эти методы более детально, так как они лежат в основе методов нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения.

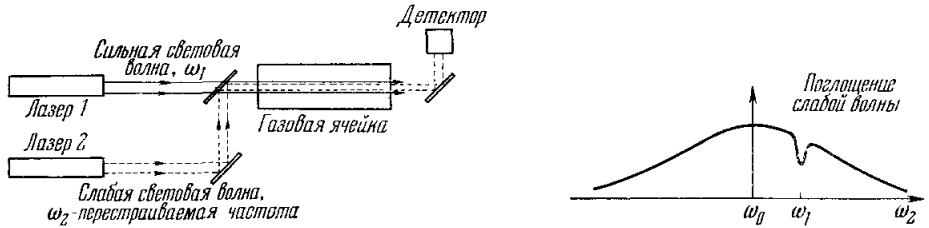


Рис. 19. Схемы наблюдения узких резонансов насыщенного поглощения методом однонаправленной пробной волны.

а) Сильная и слабая встречные волны. Пусть световое поле представляет собой две бегущие в противоположных направлениях волны одной частоты, но различной амплитуды:

$$E(t) = \mathcal{E}_1 \cos(\omega t + \mathbf{kr}) + \mathcal{E} \cos(\omega t - \mathbf{kr}). \quad (4.1)$$

Бегущая волна амплитуды \mathcal{E} является сильной, насыщающей поглощение. Обратная волна является слабой и не вызывает насыщения. Пробная слабая волна линейно взаимодействует с молекулами внутри однородной ширины на зеркально-симметричной частоте $\omega_0 + (\omega_0 - \omega)$. В этом случае пропускание слабой волны резонансно возрастает при прохождении центра доплеровской линии, когда она взаимодействует с частицами, насыщенными прямой сильной волной.

1) *Эффекты населенности уровней.* Параметры пика пропускания нетрудно вычислить в приближении некогерентного взаимодействия (rate-equation approximation), в котором учитывается только изменение распределения населенностей уровней по скоростям и пренебрегается эффектами когерентного взаимодействия^{57, 58}. Изменение распределения разности населенностей уровней по скоростям $N(\mathbf{v})$ под действием сильной волны описывается соотношением (2.21). Коэффициент линейного поглощения слабой встречной волны будет определяться выражением

$$\kappa(\omega) = \int \sigma(\mathbf{v}, \omega) N(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad (4.2)$$

где $\sigma(\mathbf{v}, \omega)$ — сечение радиационного перехода для частицы, имеющей скорость \mathbf{v} , в поле волны $\mathcal{E}_1 \cos(\omega t + \mathbf{kr})$, определяемое выражением

$$\sigma(\mathbf{v}, \omega) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_0 + \mathbf{kv})^2 + \Gamma^2}, \quad (4.3)$$

где $\sigma_0 = \frac{4\pi\omega |p_{21}|^2}{c\hbar\Gamma}$ — сечение перехода для точного резонанса.

Подставляя в соотношение (4.2) выражение для распределения $N(\mathbf{v})$ в поле сильной волны (2.21), после элементарных выкладок получаем

$$\kappa(\omega) = \kappa_0(\omega) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}} \right) \mathcal{L} \left(2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega} \right) \right], \quad (4.4)$$

где $\Delta\omega$ — ширина провала по полувысоте, определяемая соотношением

$$\Delta\omega = \Gamma(1 + \sqrt{1+G}). \quad (4.5)$$

Как видно, ширина провала равна полусумме ширины «дырки» $2\Gamma\sqrt{1+G}$, выжигаемой сильной волной, и однородной ширины 2Γ , соответствующей интервалу частот, с которыми взаимодействует слабая волна.

Параметры узких резонансов поглощения пробной волны в поле сильной встречной волны той же частоты детально исследованы в работах ^{57,59}. На рис. 20 приведена экспериментальная зависимость ширины узкого резонанса внутри доплеровской линии молекулы SF_6 от степени насыщения поглощения ⁵⁷. В эксперименте использовалась линия $P(18)$ CO_2 -лазера на 10,6 мкм, частота которой совпадает с одним из многочисленных вращательно-колебательных переходов молекулы SF_6 (см. табл. III); кривая — теоретическая зависимость, вычисленная по формуле (4.5).

Амплитуда провала в линии поглощения h , как видно из соотношения (4.4), равна

$$h = 1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}}. \quad (4.6)$$

Она определяется разностью коэффициента поглощения обратной волны вне резонанса (1 в ед. κ_{b0}) и его же в резонансе, который согласно (2.25) равен $(1+G)^{-1/2}$. Существенно, что амплитуда пика пропускания монотонно растет при увеличении интенсивности сильной волны, в отличие от случая насыщения поглощения стоячей волной. Амплитуду резонанса можно существенно увеличить при использовании оптически плотных поглощающих ячеек, для которых $\kappa_{b0}L \gg 1$. Расчеты и эксперименты для этого случая проведены в работе ⁵⁷, и достигнута величина контраста пиков пропускания порядка 200%. Параметры пика были экспериментально изучены в более общем случае встречных волн произвольной интенсивности ⁵⁹. В простейшем приближении амплитуда резонанса описывается выражением

$$h = \frac{1}{\sqrt{1+G_1}} - \frac{1}{\sqrt{1+G_1+G}}, \quad (4.7)$$

где G и G_1 — параметры насыщения поглощения бегущими волнами с амплитудами \mathcal{E} и \mathcal{E}_1 соответственно. Экспериментальные данные вполне удовлетворительно согласуются с расчетом в этом приближении. Отметим, что при сравнении экспериментальных данных с результатами расчета в ^{57,59} не принималось во внимание радиальное распределение поля по сечению пучка и игнорировался вклад когерентных эффектов, которые будут рассмотрены ниже. Тем не менее можно заключить, что простейшая модель образования провала для поглощения слабой волны в основном правильно описывает важные закономерности.

Метод пробной встречной волны оказался весьма эффективным для обнаружения и исследования узких резонансов внутри доплеровских линий атомов и молекул и был использован во многих экспериментах (см. табл. III). При наблюдении узких резонансов во внешней ячейке имеются экспериментальные детали, на которые следует обратить внимание. Для того чтобы встречная волна не попадала в резонатор лазера и не воздействовала на него, обычно она направляется под небольшим углом φ к прямой сильной волне. Это приводит к дополнительному

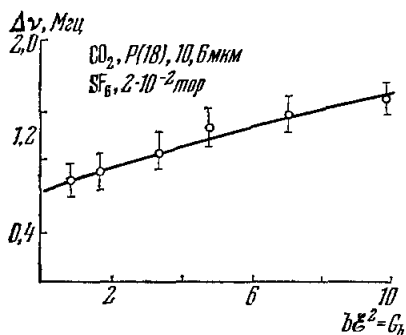


Рис. 20. Экспериментальная зависимость ширины узкого резонанса внутри доплеровской линии молекулы SF_6 от степени насыщения ⁵⁷. Кривая — теоретическая зависимость.

(геометрическому) уширению резонанса на величину

$$\Delta\nu_{\text{геом}} = \varphi \frac{\bar{v}}{\lambda}, \quad (4.8)$$

где \bar{v} — средняя скорость молекул, λ — длина волны излучения. При расстройке направлений волн на величину порядка угла дифракции $\varphi_{\text{диф}} = \lambda/a$, где a — диаметр светового луча, геометрическое уширение $\Delta\nu_{\text{геом}} = \bar{v}/a$, т. е. одного порядка с уширением резонанса из-за конечного времени пролета частиц через световой луч. Поэтому этот эффект становится существенным при достижении предельной ширины резонансов, определяемой конечным временем взаимодействия частицы с полем.

В работе ⁵⁸ влияние слабой отраженной волны существенно уменьшилось при использовании оптического фильтра-развязки, состоящего из поляроида и четвертьволновой пластинки. При прохождении в прямом и обратном направлениях через четвертьволновую пластинку плоскость поляризации отраженной волны поворачивается на 90° , в результате чего волна отводится призмой и не попадает в резонатор.

Если глубина провала невелика, то флуктуации мощности сильной волны снижают точность измерений. Чувствительность наблюдения резонансов можно увеличить, регистрируя производную формы линии поглощения. Это можно осуществить, модулируя частоту излучения лазера или сканируя линии поглощения переменным магнитным полем, как это сделано в работе ⁵⁸. Такой же эффект повышения чувствительности можно получить при амплитудной модуляции сильной волны ^{60, 61}. Переменная часть коэффициента поглощения слабого сигнала связана только с влиянием сильного поля на форму линии поглощения и описывается вторым членом в выражении (4.4).

2) *Когерентные эффекты.* Форма линии поглощения слабой встречной волны, найденная выше с учетом изменения разности населенностей уровней, не является точной. Сильное поле, влияя на разность населенностей уровней, изменяет также форму линии излучения отдельных атомов и молекул. Для учета этих обоих факторов необходимо решить строго задачу о форме линии при взаимодействии двух встречных волн. При этом скоростные уравнения, естественно, использованы быть не могут и необходимо исходить из уравнений вида (2.10). Без каких-либо ограничений по полю и константам релаксации эта задача была решена в двухуровневом приближении в ⁶². Аналогичные результаты для случая равных констант релаксации обоих уравнений были получены недавно в работе ⁶³.

Когда одна волна является слабой, решение уравнений (2.10) было найдено методом возмущений. Коэффициент поглощения слабой волны состоит из двух членов. Первый член в точности соответствует коэффициенту поглощения, найденному в приближении населенности. Тогда второй можно интерпретировать как вклад когерентных эффектов. В доплеровском пределе (при $ku \gg \Gamma_B$) форма линии поглощения слабой волны описывается выражением ⁶²

$$\frac{\kappa(\omega)}{\kappa_0(\omega)} = \frac{\kappa^{(1)}(\omega)}{\kappa_0(\omega)} + \left(\frac{p\mathcal{E}}{\hbar}\right)^2 \frac{\Gamma_B - \Gamma}{\Gamma_B} \operatorname{Re} \left[-\frac{f(\Omega - i\Gamma_B)}{2\Omega + i(\Gamma_B + \Gamma)} \right], \quad (4.9)$$

где

$$f(x) = \frac{(3x - \Omega + i\Gamma)(x + i\Gamma) \{2x + i[(\gamma_1 + \gamma_2)/2]\}}{(3x - \Omega + i\Gamma)(x + \Omega + i\Gamma)(2x + i\tilde{\gamma}_1)(2x + i\tilde{\gamma}_2) + (2x + i\Gamma)^2 (p\mathcal{E}/\hbar)^2}. \quad (4.10)$$

Член $\kappa^{(1)}(\omega)/\kappa_0(\omega)$ описывается выражением (4.4); $\Gamma_B = \Gamma \sqrt{1 + G}$ — полуширина «дырки» Беннета с учетом уширения ее сильным полем, $\Omega =$

$= \omega - \omega_0$ — расстройка частоты поля относительно центра линии поглощения, $\tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\gamma}_2$ — скорости распада уровней. Например, в очень сильном поле ($G \gg 1$) в центре доплеровского контура ($\Omega = 0$) имеем

$$\frac{x}{x_0} = \frac{3}{2} \frac{\tilde{\gamma}}{\Gamma} \frac{1}{1 + (\tilde{\gamma}/\Gamma)} \exp \left[-\frac{1}{3} \frac{\tilde{\gamma}}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma_E}{ku} \right)^2 \right], \quad (4.11)$$

где $2\tilde{\gamma} = (1/\tilde{\gamma}_1) + (1/\tilde{\gamma}_2)$. На рис. 21 показана форма линии поглощения слабой волны с учетом когерентных эффектов, определяемая выражением (4.9). На рис. 22 дана зависимость поглощения слабой волны в центре линии от интенсивности сильной, определяемая выражением (4.11).

Вклад когерентных эффектов пропорционален параметру $\tilde{\gamma}/\Gamma$ и появляется лишь во втором порядке по параметру насыщения. Когерентные эффекты приводят к ряду важных особенностей в форме линии поглощения

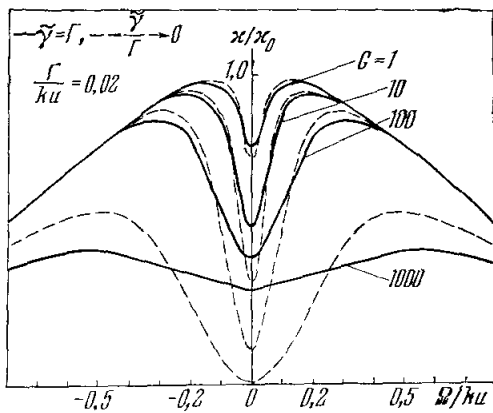


Рис. 21. Форма линии поглощения слабой пробной волны в присутствии сильной встречной с учетом когерентных эффектов при различной степени насыщения поглощения G . Расчет сделан с учетом когерентных эффектов (сплошные кривые, $\tilde{\gamma} = \Gamma$) и без учета (штриховые кривые, $\tilde{\gamma}/\Gamma \rightarrow 0$).

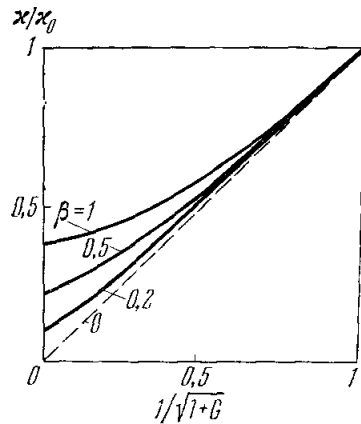


Рис. 22. Зависимость поглощения слабой волны в центре линии ($\omega = \omega_0$) от интенсивности сильной при различных значениях параметра $\beta = \tilde{\gamma}/\Gamma$, характеризующего различие констант релаксации уровней ($2\tilde{\gamma} = (1/\tilde{\gamma}_1) + (1/\tilde{\gamma}_2)$, $\Gamma = (1/2)(\tilde{\gamma}_1 + \tilde{\gamma}_2)$).

Случай $\beta = 1$ соответствует $\tilde{\gamma}_1 = \tilde{\gamma}_2$, $\beta = 0$ — соответствует сильно отличающимся $\tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\gamma}_2$, т. е. случаю некогерентного насыщения².

слабой волны. Во-первых, коэффициент поглощения слабой всегда больше насыщенного поглощения сильной волны. Во-вторых, при увеличении интенсивности сильного поля поглощение слабой волны стремится к постоянному значению, определяемому выражением (4.11) и зависящему только от соотношения между константами релаксации. Например, при равных константах релаксации уровней $\tilde{\gamma}_1$ и $\tilde{\gamma}_2$ поглощение слабой волны стремится к постоянному значению $3x_0/8$. При сильно отличающихся константах релаксации или при наличии столкновений, сбивающих фазу состояния поглощающей частицы, вклад когерентных эффектов мал и с достаточной точностью можно пользоваться выражением (4.4), полученным из скоростных уравнений.

Рассмотренные выше особенности в поглощении слабой волны проявляются, когда доплеровское уширение заметно превосходит однородную ширину 2Γ . Случай, когда доплеровская полуширина ku сравнима с Γ ,

недавно был рассмотрен в ⁶³. Здесь возникает еще один эффект, хорошо известный в радиоспектроскопии: зависимость поглощения от частоты может изменять знак, т. е. вместо поглощения в некоторой области частот может происходить усиление встречной слабой волны.

б) **Однонаправленные волны.** При взаимодействии однонаправленных волн в газе в форме линии поглощения возникают новые особенности. Помимо широкого беннеттовского провала, вызванного уменьшением разности населенностей, в форме линии появляются дополнительные резонансы с ширинками, равными скорости распада уровней. Различные формы линии встречных и однонаправленных волн связаны с особенностями взаимодействия полей с движущимися атомами.

В случае однонаправленных волн в системе центра инерции атомы независимо от скорости воспринимают два поля с одинаковой разностью частот $2\mathbf{kv}$. Для встречных волн это не так. В системе центра инерции разность частот взаимодействующих полей зависит от скорости атома. Здесь уместно дать аналогию с резонансным рассеянием движущимися осцилляторами. При рассеянии вперед имеет место полная компенсация фазы, обусловленной доплеровским сдвигом частоты (в системе центра инерции атом воспринимает частоту $\omega - \mathbf{kv}$, а излучает в направлении распространения волны частоту $\omega - \mathbf{kv} + \mathbf{kv} = \omega$). Поэтому все атомы излучают независимо от скорости на частоте поля. При рассеянии назад такой компенсации не происходит и атомы излучают частоту $\omega - 2\mathbf{kv}$, зависящую от скорости. Отсюда происходит различие в ширине линии рассеяния.

При сильно отличающихся константах релаксации ($\gamma_1 \ll \gamma_2$) и с ограничениями по полю сильной волны ($(\gamma/\Gamma)G \ll 1$) коэффициент поглощения (усиления) пробной волны был найден в ¹⁶ с использованием уравнений для амплитуд вероятности. Поглощение пробного сигнала находилось через разность между вероятностью перехода атома в присутствии двух полей и вероятностью в присутствии одного сильного сигнала. В работе ⁶⁴ коэффициент поглощения пробной волны в газе двухуровневых атомов был найден через поляризуемость среды без каких-либо ограничений по полю и константам релаксаций в присутствии гушащих и сбивающих фазу излучения столкновений. Наличие двух полей с разностью частот Δ ведет к появлению модуляции населенности уровней с частотой Δ . Модуляция населенности уровней в свою очередь вызывает модуляцию поляризации на частотах ω и $\omega + \Delta$ и дополнительную поляризацию на частоте $\omega - \Delta$. При $\Delta \sim \gamma_1, \gamma_2$ вклад этой поляризации определяет основные особенности в поглощении. В общем случае формула для поглощения слабой волны громоздка. Для малых интенсивностей полей формула для коэффициента поглощения принимает сравнительно простой вид ⁶⁴

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = \left[\varepsilon(\Omega + \Delta) - \frac{G}{2} \frac{(2\Gamma)^2}{\Delta^2 + (2\Gamma)^2} - \frac{G}{2} \frac{(2\Gamma)^2}{\Delta^2 + (2\Gamma)^2} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_1^2 + \Delta^2} + \frac{\gamma_2}{\gamma_2^2 + \Delta^2} \right) \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} + \right. \\ \left. + G \frac{\gamma}{8\Gamma} \frac{(2\Gamma)^2}{\Delta^2 + (2\Gamma)^2} \left(\frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \gamma_1^2} + \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \gamma_2^2} \right) \right] \varepsilon(\Omega), \quad (4.12)$$

где Δ — разность частот полей, $\varepsilon(x) = \exp[-(x/ku)^2]$.

Выражение (4.12) описывает несколько провалов, ширины которых определяются константами релаксации $\gamma_1, \gamma_2, \Gamma$. В присутствии сбивающих фазу столкновений и при условии $\Gamma \gg \gamma_2 \gg \gamma_1$ форма линии представляет сумму трех провалов дисперсионного вида с полуширинами $2\Gamma, \gamma_1, \gamma_2$ и глубинами

$$\frac{G}{2}, \quad \frac{G}{2} \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad \frac{G}{2} \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2}$$

соответственно, на фоне доплеровского контура. Этот факт представляет особый интерес для спектроскопии, так как каждый из резонансов несет прямую информацию о затухании недиагонального и диагональных элементов матрицы плотности — ширине линии, временах жизни уровней.

Первые два члена описывают линию поглощения, которая была бы обусловлена только насыщением разности населенностей уровней под действием сильного поля. Последующие члены в (4.12) определяют вклад

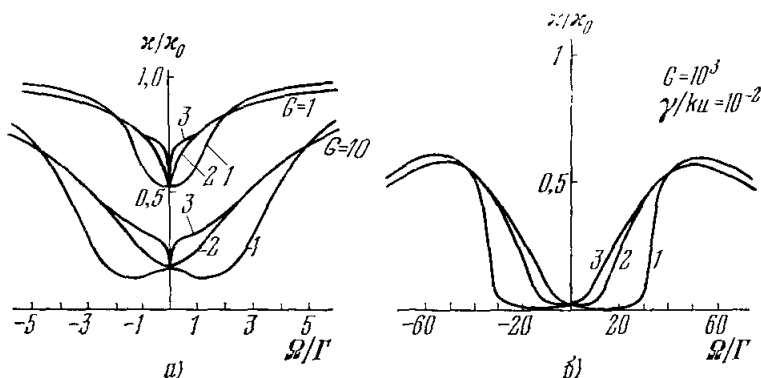


Рис. 23. Форма линии поглощения пробной волны в присутствии сильной коллинейрной волны для параметров насыщения $G = 1$ и 10 (а) и $G = 10^3$ (б).

Кривые 1 соответствуют $\gamma_1/\gamma_2 = 1$; 2 — $\gamma_1/\gamma_2 = 10$; 3 — $\gamma_1/\gamma_2 = 100$; $\gamma/k\nu = 10^{-2}$.

когерентных эффектов, которые, в отличие от случая встречных волн, проявляются в первом порядке по параметру насыщения. С ростом поля происходят изменения в форме линии. Ширина и глубина провала, обусловленного изменением населенности уровней, увеличивается. Относительная ширина резких провалов с ширинами $2\gamma_1$ и $2\gamma_2$ увеличивается, а затем начинает уменьшаться. Ширина их сложным образом зависит от поля, увеличиваясь с ростом последнего. В очень сильных полях ($pE \gg \hbar\Gamma$) резкая структура в линии практически исчезает, коэффициент поглощения в широкой области частот стремится к нулю. Форма линии поглощения, рассчитанная для различных констант релаксации, иллюстрируется рис. 23. В сильных полях выражение для коэффициента поглощения принимает простой (с точностью до $1/\sqrt{G}$) вид ⁶⁴

$$\frac{x}{x_0} = \begin{cases} 0 & \text{при } \Delta < \frac{p\mathcal{E}}{\hbar}, \\ \frac{|\Delta| \sqrt{\Delta^2 - (p\mathcal{E}/\hbar)^2}}{\Delta^2 + \Gamma^2 G [1 - (\gamma/\Gamma)]} & \text{при } \Delta > \frac{p\mathcal{E}}{\hbar} \end{cases} \quad (4.13)$$

Все эти особенности можно объяснить с помощью эффекта Штарка в световом поле на доплеровски уширенном переходе.

в) Эффект Штарка в световом поле на доплеровски уширенном переходе. Для доплеровски уширенного перехода частота действующего на частицу поля зависит от ее скорости. Поэтому величина штарковского расщепления в световом поле будет различной для разных частиц. Это на первый взгляд затрудняет проявление эффекта Штарка в световом поле при величине расщепления меньше доплеровской ширины. Однако в работах ^{62, 64}, а затем в работе ⁶³ было показано, что качественные особенности в форме линии поглощения слабой волны в присутствии сильной могут быть объяснены эффектом Штарка в высокочастотном поле. Рассмотрим кратко это объяснение.

В сильном поле уровни m и n расщепляются на два подуровня каждый:

$$\begin{aligned} E_m^{(1,2)} &= E_m + \frac{\delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{p\mathcal{E}}{2\hbar}\right)^2}, \\ E_n^{(1,2)} &= E_n - \frac{\delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\delta}{2}\right)^2 + \left(\frac{p\mathcal{E}}{2\hbar}\right)^2}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

где $\delta = \Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$ — расстройка частоты поля от частоты резонанса с движущейся частицей. Под действием поля у атома появляются три резонансные частоты, соответствующие переходам между подуровнями m и n :

$$\omega_{1,2} = \omega_{mn} + \delta \pm \sqrt{\delta^2 + \left(\frac{p\mathcal{E}}{\hbar}\right)^2}, \quad \omega_3 = \omega_{mn} + \delta. \quad (4.15)$$

Поле слабой встречной волны для частицы имеет частоту $\omega' = \omega_{mn} + \Omega + \mathbf{k}\mathbf{v}$. Из условия резонанса $\omega' = \omega_{1,2,3}$ находим скорости частиц, резонансно взаимодействующих с полем:

$$(kv)_{1,2} = -\frac{\Omega}{3} \pm \frac{2}{3} \sqrt{\Omega^2 + \frac{3}{4} \left(\frac{p\mathcal{E}}{\hbar}\right)^2}, \quad (kv)_3 = \Omega. \quad (4.16)$$

В центре линии основной вклад в поглощение слабой встречной волны дают атомы, скорости которых удовлетворяют условию

$$(kv)_{1,2} = \pm \frac{p\mathcal{E}}{\hbar \sqrt{3}}. \quad (4.17)$$

Для сильного поля распределение атомов по скоростям (в относительных единицах) имеет вид

$$n_v = \frac{(\mathbf{k}\mathbf{v})^2}{(\mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \Gamma_B^2}, \quad \Gamma_B \ll kv. \quad (4.18)$$

Коэффициент поглощения пропорционален числу частиц. Учитывая (4.18) и (4.17), легко получить поглощение для слабой встречной волны:

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = 2 \frac{\gamma}{\Gamma} \frac{1}{3 + (\gamma/\Gamma)}. \quad (4.19)$$

Этот результат совпадает с точным выражением (4.11) с точностью до численного коэффициента.

На основе модели расщепления уровней теперь можно понять, почему поглощение слабой волны стремится к постоянному значению при увеличении интенсивности встречной. С ростом поля увеличивается область скоростей резонансных атомов, т. е. пропорционально увеличивается ширина провала Беннетта в распределении атомов по скоростям. Поэтому число резонансных атомов и поглощение слабой волны не зависят от поля. Соотношение между величиной расщепления $p\mathcal{E}/\hbar$ и шириной провала Беннетта, зависящее от параметра γ/Γ , определяет вклад когерентных эффектов в поглощение слабой волны в присутствии сильной.

Аналогично можно найти резонансные скорости атомов в случае взаимодействия однонаправленных волн. Для расстройки частот волн Δ они равны

$$(kv)_{1,2} = \pm \sqrt{\Delta^2 - \left(\frac{p\mathcal{E}}{\hbar}\right)^2}. \quad (4.20)$$

При $\Delta \leq p\mathcal{E}/\hbar$ резонансных атомов нет. Поглощение в области частот $\hbar\Delta < p\mathcal{E}$ равно нулю. Оно появляется лишь при $\Delta > p\mathcal{E}/\hbar$.

Особенности формы линии поглощения слабого сигнала в присутствии сильного могут быть использованы для определения констант релаксации уровней, прямого измерения матричного дипольного момента p и исследования тонкой структуры уровней.

г) Волны с различной поляризацией. Представленные выше результаты относятся к простейшему случаю двухуровневой системы. Экспериментально это реализуется при наблюдении взаимодействия однонаправленных волн с одинаковой круговой поляризацией на переходах с $J = 0 \leftrightarrow J = 1$. В других случаях необходимо учитывать вырождение уровней и, следовательно, поляризационные свойства излучения^{65, 66}. Даже для простейшей схемы уровней с $J_2 = 0$ и $J_1 = 1$ в зависимости от поляризации сильной и пробной волн могут возникать две качественно различные ситуации, которые иллюстрируются рис. 24. Рис. 24, а

соответствует случаю, когда сильная и пробная волны имеют одинаковую поляризацию и обе взаимодействуют с двумя уровнями. Именно такой случай и рассматривался выше. Если пробная и сильная волны имеют противоположные круговые поляризации (рис. 24, б), то они взаимодействуют с тремя уровнями, один из которых является общим. Форма линии поглощения пробного сигнала для приведенных двух случаев будет различной. Последний случай соответствует трехуровневой схеме взаимодействия полей. Он анализировался в большом числе теоретических и экспериментальных работ (см. обзоры⁶⁷).

Поглощение пробной волны частоты ω_2 в присутствии поля с частотой ω_1 и противоположной поляризацией (рис. 24, б) при слабом насыщении определяется выражением для встречных волн:

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = e^{-[(\Omega - \Delta)/ku]^2} - G \frac{\gamma_n \Gamma}{(2\Gamma)^2 + (\Omega - \Delta)^2} e^{-(\Omega/ku)^2}, \quad (4.21)$$

для однонаправленных волн:

$$\frac{\kappa}{\kappa_0} = e^{-[(\Omega - \Delta)/ku]^2} - \frac{G}{2} \frac{\gamma_n^2}{\gamma_n^2 + (\Omega - \Delta)^2} e^{-(\Omega/ku)^2}, \quad (4.22)$$

где $\Delta = \omega_2 - \omega_1$ — расстройка частот полей. Форма узкого резонанса, описываемого соотношениями (4.21) и (4.22), отличается от соответствующих выражений для двухуровневой системы. Для встречных волн глубина провала зависит от соотношения констант релаксации уровней. В случае однонаправленных волн ширина узкого резонанса определяется только шириной одного из уровней. Естественно, что ширина наблюдаемого в этом случае резонанса уже однородной (радиационной ширины перехода $m - n$). Таким образом, изменение поляризации пробной волны по отношению к падающей может существенно изменить форму линии поглощения.

Качественные особенности поляризационных свойств формы линии поглощения (усиления) наблюдались в работах^{65б, 66}. В работе^{65б} был проведен расчет насыщенной линии усиления (поглощения) для перехода $J = 1 \rightarrow J = 2$ с учетом деполаризующих столкновений. Наблюдаемая экспериментально структура насыщенной линии, которая была уже естественной ширины на $\lambda = 3,39$ мкм ($3s_2 - 3p_4$), находится в качественном согласии с проведенным расчетом для различных поляризаций пробной и сильной волн. В работе⁶⁶ исследовался контур поглощения на переходе $3s_2 - 2p_4$ ($J = 1 \rightarrow J = 2$) в присутствии лазерного поля на том же переходе с различными поляризациями полей. Была обнаружена поляриза-

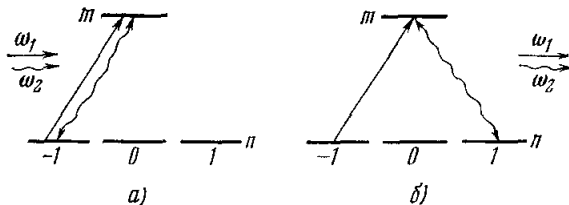


Рис. 24. Взаимодействие двух волн с одинаковой (а) и противоположной (б) поляризацией с переходом, нижний уровень которого вырожден.

онная зависимость формы и ширины линии и была дана качественная интерпретация полученных результатов. Как и следовало ожидать, линия поглощения пробного сигнала оказалась уже для встречных круговых поляризаций.

д) **Пространственно разнесенные волны.** При очень малом давлении газа средняя длина свободного пробега молекул по отношению к столкновениям $l_{\text{пр}}$ может стать намного больше диаметра светового луча a . В этом случае «дырка», выжигаемая в доплеровской линии бегущей световой волной, очевидно, переносится в пространстве

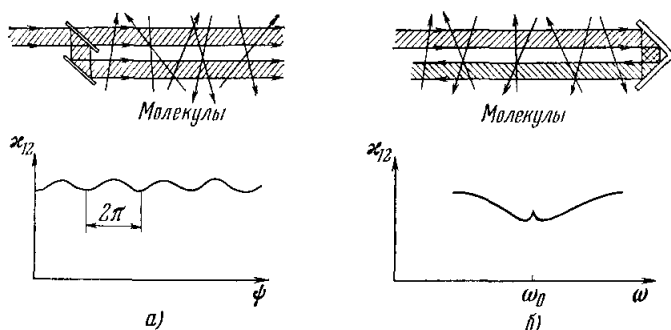


Рис. 25. Схема наблюдения кросс-поглощения в параллельных (а) и встречных, антипараллельных (б) пространственно разнесенных световых волнах.

на расстояние порядка длины свободного пробега. Это приводит, в частности, к тому, что две пространственно разнесенные бегущие волны могут взаимодействовать резонансно друг с другом за счет молекул, пересекающих без столкновения оба луча. Другими словами, поглощение одного луча зависит от поля в другом луче. Для этого расстояние между лучами d и их диаметры a_1 и a_2 должны быть в сумме меньше длины свободного пробега $l_{\text{пр}}$.

Такая постановка задачи напоминает задачу о взаимодействии пучка атомов или молекул с двумя осциллирующими полями, рассмотренную Рамзеем⁶⁸. Однако в оптическом диапазоне имеются существенные отличия. Во-первых, из-за доплеровского уширения линии с каждым лучом взаимодействует только небольшая часть молекул, и, во-вторых, размеры области взаимодействия на несколько порядков больше длины волны. Поэтому в оптическом случае нельзя воспользоваться известными результатами Рамзея и необходимо провести расчет заново. Такой расчет был выполнен в работах^{69, 70}.

Взаимодействие лучей существенно различно в случае параллельных и встречных волн. В случае параллельных бегущих волн ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$) кросс-поглощение чувствительно к разности фаз между лучами ψ (рис. 25, а) и определяется следующим выражением⁷⁰:

$$x_{12} = x_0 \left[1 - (G_1 + G_2) + f \left(\frac{d}{a} \right) \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} (G_1 + G_2) \cos \psi \right], \quad (4.23)$$

где $b\mathcal{E}_i^2 = G_i$ — параметр насыщения. Величина интерференционного члена зависит от расстояния между лучами и отношения амплитуд полей. Зависимость от расстояния между лучами является довольно резкой. Функция $f(d/a) \approx 0$ уже при $d \approx a$. Это объясняется тем, что молекулы, принадлежащие «дырке» первого луча, при перелете во второй луч разлетаются в поперечном направлении на величину $\Delta z \approx d\lambda/a$, даже если они

вылетали из одной точки в первом луче. При $d > a$ величина разлета $\Delta z > \lambda$ и происходит пространственное усреднение интерференционного эффекта. Увеличение эффекта при $\mathcal{E}_1 \gg \mathcal{E}_2$ объясняется тем, что в сильном поле первого луча молекулы сильно поляризуются и эта поляризация становится преобладающей по сравнению с поляризацией, наводимой слабым вторым лучом. В то же время кросс-поглощение параллельных волн не зависит от расстройки частоты волн относительно центра доплеровской линии. Это совершенно естественно, так как оба луча взаимодействуют с одной и той же группой молекул на доплеровском контуре ($\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$).

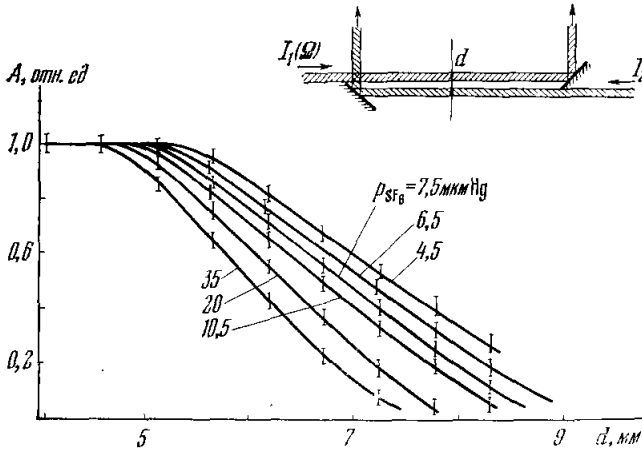


Рис. 26. Зависимость относительной амплитуды резонансного пика пропускания при насыщении поглощения SF_6 в пространственно разнесенных встречных световых волнах от расстояния между лучами при различных давлениях SF_6 ⁷¹.

В случае встречных волн ($\mathbf{k}_1 = -\mathbf{k}_2$) интерференционный эффект исчезает из-за усреднения по области взаимодействия с размером $\gg \lambda$, но появляется зависимость кросс-поглощения от расстройки $\Omega = \omega - \omega_0$ частоты волн относительно центра линии (рис. 25, б) ⁷⁰:

$$\kappa_{12} = \kappa_0 \left[1 - G_1 - G_2 g \left(\Omega \frac{2a}{u} \right) \right], \quad (4.24)$$

где $g(x)$ — четная функция, имеющая максимум ($g = 1$) в точке $x = 0$ и спадающая при увеличении x с полушириной $x \approx 1$. Эта функция описывает резонансное уменьшение кросс-поглощения в центре линии, которое можно рассматривать как лэмбовский провал в пространственно разнесенных встречных бегущих волнах. Ширина резонанса вдвое меньше ширины провала в стоячей волне такого же диаметра. Отметим, что для взаимодействия разнесенных встречных волн, в отличие от случая параллельных волн, не требуется когерентности взаимодействия. Для такого взаимодействия достаточно только выжигания «дырки» в первой волне, т. е. оно сходно с рассмотренным в п. а) случаем квазибегущей волны.

Экспериментальное наблюдение нелинейных резонансных и интерференционных эффектов в разнесенных лучах является довольно трудной задачей, так как требует работы при очень низких давлениях. В этих условиях величина поглощения довольно мала и необходима высокая чувствительность и стабильность аппаратуры. Тем не менее недавно был проведен эксперимент со встречными разнесенными лучами CO_2 -лазера с SF_6 -ячейкой низкого давления ^{59, 71}. На рис. 26 показаны экспериментальные зависимости амплитуды резонанса во встречных пространственно раз-

несенных световых лучах от расстояния между ними d при различных давлениях SF_6 в микронах ртутного столба. При уменьшении давления резонанс наблюдается при большем расстоянии между лучами, что объясняется переносом в пространстве «дырки» в распределении молекул по скоростям. Этот эффект позволил определить длину свободного пробега молекул $l_{пр} = 4 \cdot 10^{-1}$ см/мтор. Наблюдение интерференционных эффектов в разнесенных лучах еще не осуществлено.

Рассмотренные резонансные явления в разнесенных лучах, возникающие за счет пролета молекул без столкновения из одного луча в другой, могут быть использованы для осуществления молекулярной связи лазеров³³. Этот эффект был рассмотрен теоретически в работе⁷².

5. РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОД В ЛАЗЕРЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

В гл. 3 рассматривались свойства излучения одночастотного лазера с нелинейным поглощением. Экспериментально такой режим достигался при малом превышении усиления над порогом. При этом автоматически удовлетворялись условия одночастотной генерации. С ростом усиления, когда генерация может происходить на нескольких типах колебаний, в лазере с нелинейным поглощением возникает ряд новых явлений, обусловленных резонансным взаимодействием полей в условиях неоднородного уширения линий усиления и поглощения. Режим генерации лазера с нелинейным поглощением и спектр его излучения зависят от соотношения между усилением и поглощением, расположения мод относительно центров линий поглощения и усиления, однородных ширин в усиливающей и поглощающей средах, частотного интервала между модами. Из всего многообразия явлений в лазере с нелинейным поглощением рассмотрим лишь те, которые прямо связаны с образованием провалов в линиях поглощения и усиления, возникновением узких резонансов мощности генерации при взаимодействии нескольких мод.

а) Селекция мод. Введение внутрь резонатора поглощения оказывает существенное влияние на взаимодействие мод и устойчивость одночастотной генерации. В работе¹² было отмечено резкое увеличение мощности в одночастотном режиме при наличии поглощения и обращено внимание на селективные свойства нелинейного поглощения. Убедительные доказательства эффективности селекции мод с помощью нелинейного поглощения в лазере с большим превышением усиления над порогом были получены в работах^{73, 74 *}). Селекция мод на переходах неона $\lambda = 1,15$ мкм, $\lambda = 1,52$ мкм была получена в работах^{42, 76, 77} и на $\lambda = 3,39$ мкм в^{47, 78}.

Наиболее детальные исследования спектра излучения лазера с нелинейным поглощением были выполнены на $\lambda = 0,63$ мкм в работе⁴². Несмотря на многообразие режимов в лазере с нелинейным поглощением, в спектре его излучения можно обнаружить определенные закономерности при введении поглощения. Вследствие некоторой однородности насыщения, которая присутствует в He — Ne-лазере из-за пленения резонансного излучения⁷⁹, в отсутствие поглощения ширина спектра генерации имеет величину 1000 Мгц. Этот режим представляет собой свободную генерацию несинхронизованных мод. Введение поглощения около десятых долей про-

*) Физически различающийся способ селекции на основе расщепления линии ненасыщенного поглощения в магнитном поле исследовался в⁷⁵. В дальнейшем^{76, 77} анализ селекции мод был проведен с учетом насыщения.

цента приводит к самосинхронизации мод *). Частотный интервал между модами зависит от их расположения относительно центра линии. С увеличением поглощения наблюдалось разрежение спектра. В отличие от обычных лазеров⁸¹, где имеет место подавление генерации в одном из типов колебаний, режим генерации мод, симметрично расположенных относительно центра линии усиления, оказывается устойчивым. При некотором поглощении наступает одночастотный режим. В этом режиме частота лазера плавно перестраивается в довольно широком пределе. Из-за сильного насыщения в поглощении контрастность пика мощности генерации очень мала. Эффективность селекции очень высока. В⁴² была получена мощность генерации в одночастотном режиме 30 мвт. Это составляло 80% полной мощности генерации в отсутствие поглощения на всех типах колебаний. Когда интенсивность поля в ячейке поглощения была в 4—6 раз выше, чем в усиливающей среде (это достигалось выбором геометрии резонатора), увеличение поглощения переводило генерацию от одночастотного режима к режиму генерации более чем 40 синхронизованных мод с шириной спектра около 1500 Мгц. Дальнейший рост поглощения сопровождался уже не разрежением спектра, а сужением вплоть до одного типа колебаний. Именно в этом режиме наблюдалось интересное в практическом отношении явление самостабилизации частоты генерации: при изменении длины резонатора наблюдался перескок от одного типа колебаний к другому, а частота генерации оставалась вблизи центра линии поглощения с точностью до межмодового интервала (45 Мгц).

Влияние магнитного поля в поглощающей среде на спектр излучения лазера исследовалось в⁷⁷. Частотный состав зависел от положения мод и величины магнитного поля. Результаты работы⁷⁷ показали, что магнитное поле затрудняет получение одночастотного режима генерации при перестройке частоты резонатора. В⁷⁷ был получен режим, в котором одночастотная генерация существовала в узком интервале частот (350 кгц), а при выходе из этого диапазона генерация возникала на двух частотах.

Описываемый метод не является столь универсальным, как, скажем, методы, основанные на использовании специальных резонансных систем с подавлением нежелательных типов колебаний по добротности. Широкое его использование ограничено выбором подходящих поглотителей. Однако в тех случаях, когда это возможно, метод оказывается более простым и, что очень важно, позволяет осуществлять плавную перестройку частоты в широком пределе. Не случайно, что в первом промышленном одночастотном He — Ne-лазере ЛГ-159 селекция мод была осуществлена с помощью нелинейного поглощения⁸².

Полный анализ процессов при наличии нескольких типов колебаний оказывается очень сложным. Даже в случае слабого насыщения и двух мод это можно сделать до конца только с использованием численных методов^{5,81}. В⁸³, а затем в⁷⁷ взаимодействие двух мод и устойчивость генерации в лазере с нелинейным поглощением анализировались в лэмбовском приближении, используя метод, развитый для теории обычного лазера в двухмодовом режиме. Анализ процессов в упомянутых работах ограничен малыми насыщениями, а для решения вопросов устойчивости генерации необходимо учитывать члены G^2 ⁸⁴ и поправку $(\Gamma/ku)^2$ ⁸⁵. Детально эти вопросы рассмотрены главным образом в теории лазера с кольцевым резонатором^{84, 85}.

Нелинейный поглотитель является оптимальным селектором мод, так как он не вносит потерь на частоте генерации, а создает их на других час-

*) Безотносительно к селекции мод режим самосинхронизации мод с помощью нелинейного поглощения был независимо получен в⁸⁰ и использовался в ряде работ для генерации сверхкоротких импульсов в He — Ne-лазере.

тотах. Если параметры насыщения в активной среде и поглощающей сильно отличаются, то насыщенное поглощение на частоте генерации будет значительно меньше насыщенного усиления и, следовательно, потерь в резонаторе. В то же время на других частотах благодаря неоднородности насыщения поглощение может оказаться достаточным, чтобы скомпенсировать усиление. Серия кривых на рис. 27 показывает, как уменьшается результирующее усиление с ростом поглощения и, наконец, начиная с кривых с параметром $\beta = \kappa_{b0} \sigma_b / \kappa_{a0} \sigma_a = 0,7$, усиление на всех других частотах меньше потерь и режим генерации на одной частоте устойчив.

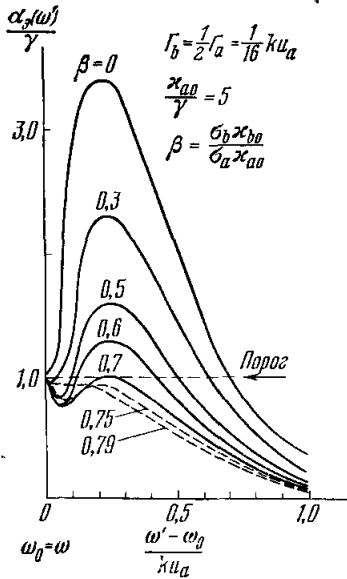


Рис. 27. Зависимость эффективного усиления $\alpha_p(\omega') = \alpha(P, \omega') - \kappa(P, \omega')$ от частоты ω' , когда генерация происходит в центре линии усиления ($\omega = \omega_a = \omega_b$).

Эффективное усиление выражено в единицах линейных потерь γ ^{86, 87}.

поглощения от угла между плоскими световыми волнами и от кривизны волнового фронта сферической световой волны.

Пусть, например, световое поле представляет суперпозицию двух плоских волн одинаковой частоты, волновые векторы которых \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 лежат в плоскости (x, y) и составляют углы $\pm\varphi$ с осью Ox (рис. 28). Такая конфигурация поля возникает, например, при возбуждении неаксиальной в направлении Oy моды в плоскопараллельном резонаторе, ось которого совпадает с осью Ox , т. е. моды TEM_{0n} . Поперечная компонента волнового вектора определяется поперечным размером зеркала и поперечным индексом моды n :

$$q \approx \frac{\pi}{a} (n + 1). \tag{5.1}$$

Обычно $a \gg \lambda$, и поэтому угол между волновыми векторами, равный

$$2\varphi = 2 \frac{q}{k} \approx (n + 1) \frac{\lambda}{a}, \tag{5.2}$$

весьма мал. С таким световым полем эффективно взаимодействуют молекулы, проекция скорости которых на плоскость (x, y) лежит в заштрихован-

из рассмотренной модели, условие селекции далеких типов тривиально. Разность насыщенного усиления и поглощения должна быть меньше или равна потерям⁴², что и было подтверждено экспериментом. В это условие селекции не входят константы релаксации среды, которые влияют на эффективность селекции мод.

Для полного решения вопроса устойчивости одночастотного режима рассмотрение на основе эффектов населенностей в линиях усиления и поглощения оказывается недостаточным, в частности, при рассмотрении режима симметрично расположенных мод⁶⁴. Когерентные эффекты при взаимодействии двух волн обуславливают качественные изменения в форме линии слабого сигнала, которые имеют существенное значение для решения вопросов устойчивости генерации. Анализ устойчивости генерации в сильных полях был дан в работе⁶⁴.

Нелинейно-поглощающая ячейка может также способствовать самоселекции низшей поперечной моды. Это возможно за счет того, что насыщение поглощения газа низкого давления чувствительно к конфигурации светового поля. Теоретически этот вопрос был рассмотрен в работе⁴⁹, в которой рассчитана зависимость степени насыщения погло-

ных на рис. 28, б областях. При $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma_b$ и $\varphi \gg \Gamma_b/ku$ в пространстве скоростей имеются четыре малоперекрывающиеся группы частиц, взаимодействующих с полем. При уменьшении угла между стоячими волнами степень перекрытия областей I и II (соответственно III и IV) возрастает и при $\varphi \ll \Gamma_b/ku$ практически все атомы в областях I и II (III и IV) перекрываются (рис. 28, а). В этом случае молекулы чувствуют поле бегущих волн в обеих стоячих волнах. В результате степень насыщения поглощения

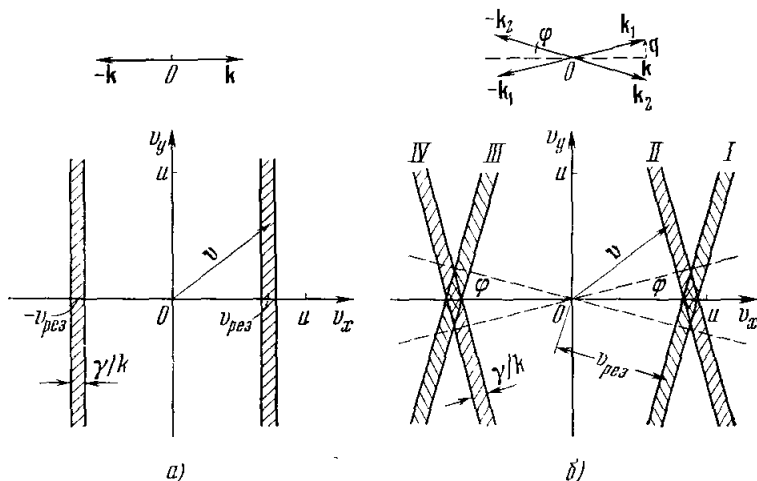


Рис. 28. Пространство проекций скоростей частиц v на плоскость (x, y) .

В заштрихованных областях находятся скорости частиц, резонансно взаимодействующих с плоской стоячей волной с волновым вектором k и частотой ω и двумя плоскими стоячими волнами с векторами k_1 и k_2 и частотой ω (б).

возрастает вдвое. При $\omega = \omega_0$ степень насыщения увеличивается еще вдвое за счет слияния областей I — II и III — IV. В этом случае частицы чувствуют поле всех четырех бегущих волн. Условие $\varphi \gg \Gamma_b/ku$ с учетом (5.2) можно представить в виде

$$\frac{u}{\Gamma_b} > \frac{a}{\pi(n+1)} \quad (5.3)$$

Левая часть неравенства (5.3) есть среднее расстояние когерентного взаимодействия частицы с полем, а правая часть — характерный размер поперечной неоднородности поля. Таким образом, степень насыщения чувствительна к конфигурации поля в том случае, когда частица в течение когерентного взаимодействия с полем способна почувствовать неоднородность в поперечном распределении поля.

Эффект зависимости степени насыщения поглощения от угла между двумя стоячими световыми волнами можно использовать для самоселекции низшей поперечной моды лазера, помещая внутри резонатора нелинейно-поглощающую ячейку низкого давления. Однако экспериментально этот эффект еще не исследован.

б) Взаимодействие двух аксиальных мод. Рассмотрим взаимодействие двух аксиальных мод на частотах ω_1 и ω_2 , лежащих в пределах доплеровски уширенной линии усиления (поглощения). Каждая мода представляет сумму двух встречных бегущих волн и выжигает две «дырки» на доплеровском контуре. На рис. 29, а показано расположение «дырок» и указаны бегущие волны, выжигающие их. При симметричном расположении частот ω_1 и ω_2 относительно доплеровского

контура сливаются две «дырки», образованные волнами ω_1^+ и ω_2^- , а также «дырки» ω_1^- и ω_2^+ . Это соответствует взаимодействию встречных бегущих волн

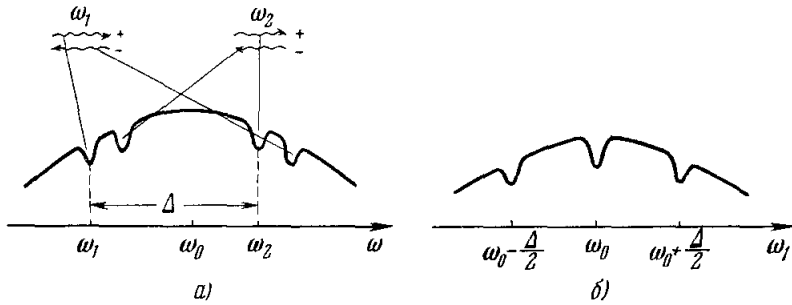


Рис. 29. К объяснению взаимодействия двух аксиальных мод на частотах ω_1 и ω_2 : форма доплеровски уширенной линии в поле двух аксиальных мод (а) и коэффициент нелинейного усиления (поглощения) моды на частоте ω_1 в присутствии моды на частоте ω_2 (б).

на различных частотах. Коэффициент насыщенного усиления (поглощения) моды как функция ее частоты имеет вид, изображенный на рис. 29, б.

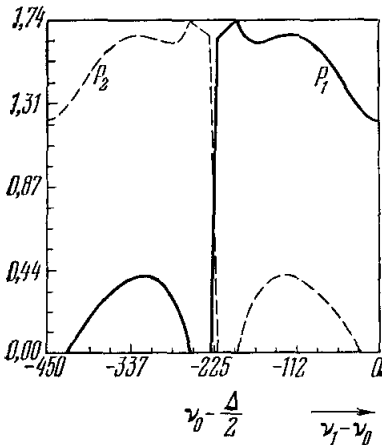


Рис. 30. Зависимость интенсивности мод при прохождении частоты ν_1 нижней моды (сплошная линия) через область $\nu_0 - (\Delta/2)$ в газовом лазере без нелинейного поглощения ($\Delta = c/2L = 450$ Мгц, $\Delta\nu_D = 1000$ Мгц, $\gamma_1/2\pi = 40$ Мгц, $\gamma_2/2\pi = 20$ Мгц, $\Gamma_a/\pi = 100$ Мгц, превышение накачки над порогом 1,2)⁹⁰.

Штриховой линией показано поведение интенсивности второй моды на частоте $\nu_2 = \nu_0 + (\Delta/2)$.

Помимо провала Лэмба, в центре линии имеются два симметричных провала на частотах $\omega_0 \pm (\Delta/2)$. Этот эффект можно наблюдать в усиливающей (поглощающей) ячейке, находящейся в поле двух аксиальных мод лазера вне резонатора. Непосредственно в самом газовом лазере наблюдать это явление трудно, так как взаимодействие волн ω_1^+ и ω_2^- , а также ω_1^- и ω_2^+ приводит к сильной конкуренции аксиальных мод при симметричном положении их частот. Из-за конкуренции происходит подавление генерации в одной из аксиальных мод и режим генерации двух аксиальных мод в симметричном положении становится неустойчивым. На рис. 30 показана расчетная⁹⁰ зависимость выходной мощности каждой из мод газового лазера с неоднородно-уширенной линией усиления в режиме генерации двух аксиальных мод. Такого рода явления в газовом лазере были исследованы в ряде работ^{81, 88, 89}.

В газовом лазере с нелинейным поглощением взаимодействие аксиальных мод приводит к противоположным эффектам. Если ω_b близко к ω_a , так что области взаимодействия мод из-за нелинейного поглощения $\omega_b \pm (\Delta/2)$ оказываются совпадающими с областями их конкуренции $\omega_a \pm (\Delta/2)$ за счет нелинейного взаимодействия в усиливающей среде, то нелинейное поглощение может подавить конкуренцию мод лазера. В результате становится возможной одновременная устойчивая генерация двух симметричных аксиальных мод. При сканировании частоты генерации мод лазера в таком режиме выходная мощность лазера имеет, помимо пика

на частоте ω_b , два дополнительных симметричных пика на частотах $\omega_b \pm (\Delta/2)$. Экспериментально дополнительные пики суммарной мощности генерации наблюдались в работе ⁷⁸ в He — Ne-лазере на $\lambda = 3,39$ мкм с CH_4 -нелинейно-поглощающей ячейкой. Ширина пиков составляла 300 кГц, а контраст около 3%. В этой работе была также осуществлена стабилизация частоты двух таких лазеров по пикам мощности на частотах $\omega_b \pm (\Delta_1/2)$ и $\omega_b \pm (\Delta_2/2)$, где Δ_1 и Δ_2 — расстояния между частотами двух генерируемых мод в каждом из лазеров. Была достигнута стабильность частоты около $3 \cdot 10^{-12}$ за 20 минут при времени усреднения 1 сек.

Введение нелинейного поглощения влияет также на соотношение между интенсивностями мод. При этом оказывается возможным возникновение резонансов конкурентного типа, когда в узком интервале частот резко возрастает интенсивность одной моды при одновременном уменьшении интенсивности другой. Конкурентные резонансы мощности из-за сильной нелинейной связи мод могут иметь ширину, значительно меньшую однородной ширины $2\Gamma_b$. Экспериментально такие резонансы мощности наблюдались в He — Ne/ CH_4 -лазере в работе ⁹¹. Здесь было обнаружено 4—5-кратное сужение конкурирующего пика мощности по сравнению с обычным пиком мощности. Общей чертой конкурентных резонансов мощности, помимо дополнительного сужения, является их высокий контраст. Вообще любые малые потери в области сильной конкуренции мод приводят к заметному скачку мощности. Для этого, например, достаточно, чтобы резонансный провал в линии поглощения на частоте ω_b попал в области конкуренции мод вблизи частот $\omega_a \pm (\Delta/2)$ ⁹².

Конкурентные резонансы мощности представляют интерес для стабилизации частоты лазеров с помощью нелинейно-поглощающей ячейки, так как сужение пика и его контраст облегчают работу сервосистемы, осуществляющей привязку частоты генерации к пику мощности ⁹¹. Первые эксперименты в этом направлении выполнены в работе ⁹² с He — Ne/ CH_4 -лазерами на 3,39 мкм. Была достигнута долговременная стабильность частоты около $3 \cdot 10^{-13}$ и отмечен сдвиг частоты конкурентных резонансов на величину порядка 10^{-12} . Это является препятствием при использовании таких конкурентных резонансов для создания оптических квантовых стандартов частоты. Тем не менее высокий контраст и узость конкурентных резонансов позволяют достигать высоких значений коротковременной стабильности частоты.

в) Взаимодействие двух встречных волн в кольцевом лазере. В лазере с кольцевым резонатором встречные волны не являются жестко связанными друг с другом, как это имеет место в лазере с резонатором Фабри — Перо. Поэтому, когда частота генерации находится вдали от центра неоднородно-уширенной линии усиления ($|\omega - \omega_a| \gg \Gamma_a$), две встречные волны не связаны друг с другом через активную среду. В этом случае лазер работает на двух встречных волнах и суммарное поле лазера представляет собой стоячую волну. При генерации вблизи центра линии усиления ($|\omega - \omega_a| \ll \Gamma_a$) встречные волны взаимодействуют с одними и теми же частицами. Возникающая конкуренция встречных волн приводит к подавлению одной из волн и росту интенсивности другой. Таким образом, режим генерации стоячей волны вблизи центра линии усиления становится неустойчивым ^{85, 93} и генерация происходит на одной из бегущих волн. Ширина области неустойчивости $\delta\omega_a$ значительно меньше однородной ширины линии усиления $2\Gamma_a$ и определяется выражением ⁸⁵

$$\delta\omega_a \approx \left(\frac{\Gamma_a}{ku} \right) \Gamma_a. \quad (5.4)$$

Впервые этот эффект был обнаружен экспериментально в работах ^{93, 94} в He — Ne-лазере на линии 6328 Å. При достижении режима насыщения наблюдалось подавление одной из встречных волн при проходе частоты генерации через центр доплеровской линии усиления и увеличение интенсивности встречной волны (рис. 31). Суммарная интенсивность обеих волн не содержала подобных резонансных всплесков, т. е. происходила перекачка энергии из одного направления в другое. Ширина наблюдавшихся конкурентных резонансов мощности бегущих волн составляла несколько *Мгц*, т. е. была в десятки раз меньше однородной ширины линии усиления.

При введении в кольцевой лазер нелинейного поглощения ⁹⁵, наоборот, вблизи центра линии поглощения обе волны насыщают поглощение вместе

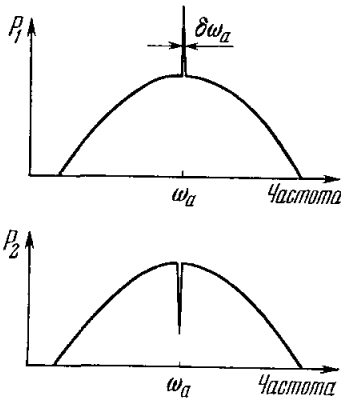


Рис. 31. Зависимость интенсивности бегущих волн в кольцевом газовом лазере от частоты генерации.

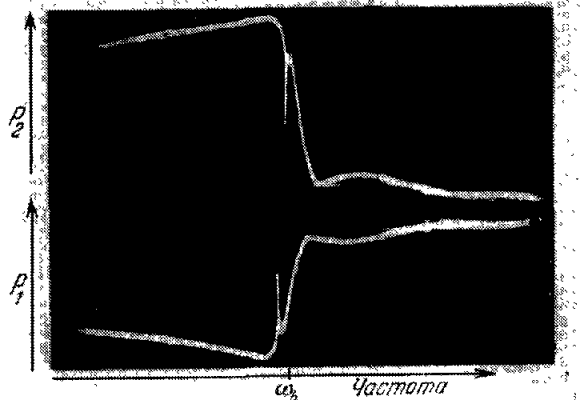


Рис. 32. Интенсивность встречных волн в кольцевом He — Ne-лазере с метановой нелинейно-поглощающей ячейкой как функция частоты резонатора, которая сканируется на участке доплеровского контура линии усиления вблизи частоты ω_b ⁹⁷.

Ширина конкурентного резонанса равна 600 *кГц*.

и происходит «антиконкуренция» мод, т. е. подавление конкуренции встречных мод. В результате, если частота генерации находилась в области неустойчивости режима стоячей волны, то в узком интервале частот вблизи центра линии поглощения ($|\omega - \omega_b| \ll \Gamma_b$) режим генерации стоячей волны опять становится устойчивым ⁹⁵. Ширина узкого конкурентного резонанса вблизи центра линии поглощения определяется соотношением, подобным (5.4) С учетом конечного значения превышения η мощности накачки над пороговым значением выражение для ширины узкого резонанса конкуренции режимов имеет вид ⁹⁶ $\delta\omega_b \approx \Gamma_b \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_b}{k\nu_b} \right)^2 - \frac{1}{\eta-1} \frac{\delta\omega_a}{\Delta\omega_p} \right]^{1/2}$, где $\Delta\omega_p$ — ширина полосы резонатора, $\delta\omega_a$ — ширина области неустойчивости режима стоячей волны в кольцевом лазере без нелинейного поглощения, определяемая выражением (5.4).

Детально конкурентные резонансы мощности в кольцевом лазере с нелинейным поглощением были исследованы в работах Басова и сотрудников ⁹⁶⁻¹⁰¹ на примере He — Ne/CH₄-лазера. На рис. 32 показана картина изменения интенсивности встречных волн при сканировании частоты резонатора вдоль доплеровского контура, наблюдавшаяся в работе ⁹⁷. Экспериментально обнаружено образование резонансов с шириной $\delta\omega_b \ll 2\Gamma_b$. На рис. 33 приведены наблюдавшиеся в работе ⁹⁹ в He — Ne/CH₄-лазере на 3,39 *мкм* резонансы мощности встречных волн с шириной ~ 500 , ~ 90 ,

~ 30 кГц. Конкуренционные резонансы имеют значительную абсолютную амплитуду и высокий контраст, что представляет интерес для стабилизации частоты газовых лазеров по узким резонансам. В работах ^{101, 102} была осуществлена стабилизация частоты двух независимых He — Ne/CH₄-лазеров по конкурентным резонансам с шириной 60 кГц и контрастом 50%. В этой работе была достигнута относительная нестабильность частоты двух лазеров около $5 \cdot 10^{-14}$ в течение 30 мин при времени усреднения 10 сек (давление CH₄ 10 мтор).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре рассмотрено получение узких резонансов при насыщении поглощения двухуровневой системы при одноквантовых переходах. Это — наиболее простой и вместе с тем наиболее распространенный тип эксперимента. Однако получение и наблюдение узких резонансов может быть осуществлено и другими методами. На рис. 34 показаны применяемые схемы наблюдения узких резонансов. Узкий резонансный провал в поглощении на доплеровски уширенном переходе сопровождается резонансным уменьшением полного числа частиц на возбужденном уровне 2 (рис. 34, б). Поэтому возможно получение узкого резонанса интенсивности полной флуоресценции поглощающего газа в стоячей световой волне ¹⁴⁵. Такой эксперимент поглощения молекулы CO₂ был осуществлен в работе ¹³⁴. Резонанс полного числа возбужденных частиц может наблюдаться и другими методами (по переходам в высоколежащие состояния, передаче возбуждения и т. д. ¹⁴⁶). Теория узких резонансов флуоресценции дана в работе ¹⁴⁷. Резонансный минимум поглощения может в принципе наблюдаться регистрацией поглощенной энергии ¹⁴⁸.

В работе ¹⁴⁹ рассматривалась возможность получения узких резонансов при двухквантовом поглощении на доплеровски уширенном переходе. Недавно резонансы при двухквантовых переходах наблюдались в молекулах под действием излучения лазера с фиксированной частотой и СВЧ излучения с перестраиваемой частотой ¹⁵⁰ (рис. 34, в). Этот метод интересен тем, что позволяет исследовать переходы, не совпадающие с частотами излучения известных лазеров.

Узкие резонансы получены также в экспериментах по двойному резонансу в молекулах. В работе ¹²¹ резонанс поглощения на колебательном переходе H₂CO наблюдался при насыщении поглощения, связанного с ним общим уровнем вращательного перехода СВЧ излучением. При насыщении поглощения на двух близких связанных колебательных переходах ¹⁴⁰

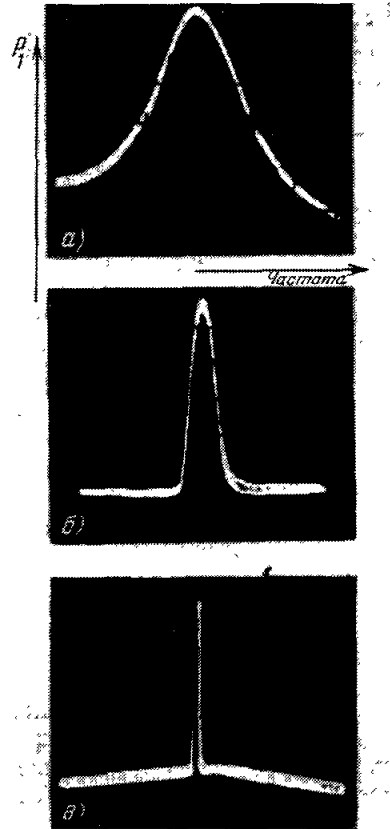


Рис. 33. Форма конкурентных резонансов в кольцевом He — Ne/CH₄-лазере при различных условиях эксперимента.

Ширины резонансов равны 500 кГц (а), 90 кГц (б) и 30 кГц (в) ⁹⁹.

оптико-акустическим методом

в двухчастотном поле удается осуществить прецизионное измерение расстояния между близкими уровнями (рис. 34, *г*). В работе ¹⁵¹ этот метод использован для точного определения дипольного момента молекулы CH_3F по расщеплению уровней в постоянном электрическом поле.

Наконец, узкий резонанс можно наблюдать в спектре спонтанного излучения с уровней насыщаемого перехода (рис. 34, *д*). Это одна из наиболее ранних методик эксперимента. Впервые она была применена для измерения однородной ширины перехода Ne^{20} ¹⁵² и прецизионного измерения

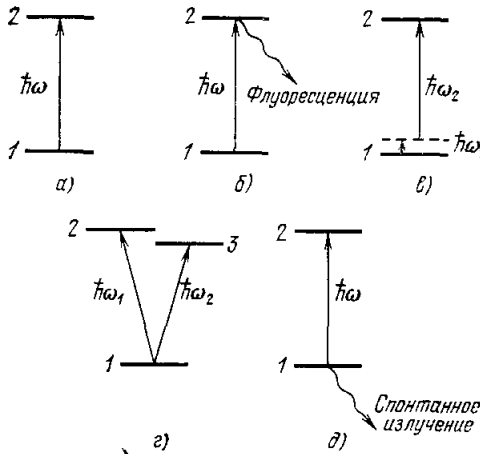


Рис. 34. Схемы наблюдения узких резонансов при насыщении поглощения доплеровски уширенного перехода 1—2.

спектроскопией. Методы нелинейной спектроскопии обладают высокой разрешающей способностью и позволяют проводить измерения с большой точностью в газах низкого давления. Рассмотрение применения рассмотренных в данном обзоре нелинейных резонансных явлений в спектроскопии могло бы составить предмет отдельного обзора (такие обзоры уже появились ^{103, 104}).

Узкие резонансы насыщения поглощения чрезвычайно привлекательны для использования в качестве репера для стабилизации частоты газовых лазеров. По существу, первые работы ^{11, 12}, в которых рассматривалось их получение, имели основной целью главным образом решение этой проблемы ¹⁴⁴. Методы стабилизации частоты, основанные на использовании узких молекулярных резонансов, оказались весьма перспективными и привели к замечательному прогрессу — в течение 1967 — 1973 гг. стабильность частоты лазеров возросла от уровня 10^{-8} до 10^{-14} ¹⁵⁵. Применение узких оптических резонансов для создания квантовых стандартов частоты оптического диапазона рассмотрено в обзоре ¹⁵⁶.

Способность когерентной световой волны возбуждать атомы и молекулы с определенной проекцией скорости на направление волны может быть использована не только для получения узких оптических резонансов, но и в других областях физики. Такой более широкий подход к воздействию лазерного поля на газ только начинает рассматриваться ¹⁵⁷. Поэтому в ближайшие годы можно ожидать дальнейшего развития и применения затронутых в данном обзоре идей и методов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. V. Weisskopf, *Ann. d. Phys.* **9**, 23 (1931).
2. И. И. Соболевман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
3. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961).
4. W. R. Bennett, Jr., *Phys. Rev.* **126**, 580 (1962).
5. W. E. Lamb, Jr., *ibid.* **A134**, 1429 (1964).
6. R. A. McFarlane, W. R. Bennett, Jr., W. E. Lamb, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **2**, 189 (1963).
7. A. Szoke, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 521 (1963).
8. A. Szoke, A. Javan, *Phys. Rev.* **149**, 38 (1966).
9. R. H. Gordover, P. A. Bonzyak, A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 730 (1967).
10. K. Shimoda, A. Javan, *J. Appl. Phys.* **36**, 718 (1965).
11. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ **6**, 597 (1967).
12. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ **54**, 419 (1968).
13. P. H. Lee, M. L. Skolnick, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 303 (1967).
14. R. Karplus, J. Schwinger, *Phys. Rev.* **73**, 1020 (1948).
15. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, УФН **57**, 485 (1955).
16. С. Г. Раутиан, Тр. ФИАН СССР **43**, 3 (1968).
17. T. M. Sanders, W. E. Lamb, Jr., *Phys. Rev.* **119**, 1901 (1960).
18. B. J. Feldman, M. S. Feld, *ibid.* **A1**, 1375 (1970).
19. E. J. Gordon, A. D. White, J. D. Rigden, Proc. of the Symposium on Optical Masers, Brooklyn, N. Y., Politechn. Press, 1963, p. 309.
20. D. H. Cloze, *Phys. Rev.* **153**, 360 (1967).
21. С. Г. Раутиан, И. И. Соболевман, ЖЭТФ **44**, 834 (1963).
22. H. Greenstein, *Phys. Rev.* **175**, 438 (1968).
23. S. Stenholm, W. E. Lamb, Jr., *ibid.* **181**, 618 (1969).
24. S. Stenholm, *ibid.* **B1**, 15 (1970).
25. Н. К. Холт, *ibid.* **A2**, 233.
26. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ **62**, 541 (1972); Препринт ИФП СО АН СССР № 6, Новосибирск, 1971.
27. K. Uehara, K. Shimoda, *Japan J. Appl. Phys.* **10**, 623 (1971).
28. K. G. Shimoda, K. Uehara, *ibid.*, p. 460.
29. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ **2**, 6 (1965).
30. C. K. N. Patel, R. E. Slusher, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1019 (1967).
31. C. K. N. Patel, R. E. Slusher, *ibid.* **20**, 1087 (1968); В. Bölgger, J. C. Dießl, *Phys. Lett.* **A28**, 401 (1968).
32. Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Щеглов, ЖЭТФ **49**, 1031 (1965).
33. В. С. Летохов, ЖЭТФ **54**, 1248 (1968).
34. А. П. Казанцев, С. Г. Раутиан, Г. И. Сурдутович, *ibid.*, стр. 1409.
35. H. Greenstein, *J. Appl. Phys.* **43**, 1732 (1972).
36. В. М. Татаренков, А. Н. Титов, А. В. Успенский, *Опт. и спектр.* **28**, 572 (1970).
37. О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никиitin, Препринт ФИАН СССР № 66, Москва, 1968.
38. В. П. Лисицын, Канд. диссертация (ИФП СО АН СССР, 1969).
39. А. Ф. Мухамедгалиева, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, *Изв. вузов (Радиофизика)* **12**, 1156 (1969).
40. А. Н. Титов, Канд. диссертация (ВНИИФТРИ — МФТИ, 1970).
41. Л. С. Василенко, Канд. диссертация (ИФП СО АН СССР, 1971).
42. И. М. Бетеров, В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, *Опт. и спектр.* **30**, 932, 1108 (1971).
43. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ **7**, 3 (1968).
44. R. L. Vargier, J. L. Hall, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 4 (1969).
45. С. Н. Багаев, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ **16**, 614 (1972).
46. K. Sakurai, Y. Ueda, M. Takami, *Phys. Soc. Japan* **21**, 2090 (1966).
47. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никиitin, ЖПС **11**, 543 (1969).
48. H. J. Gerritsen, Proc. of the 3rd Intern. Conference on Quantum Electronics, Ed. P. Grivet and N. Bloembergen, N. Y., Columbia Univ. Press, 1964, p. 581.
49. В. С. Летохов, ЖЭТФ **56**, 1748 (1969).
50. С. Н. Багаев, Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, Препринт ИФП СО АН СССР № 15, Новосибирск, 1970.
51. Ю. В. Бржазовский, Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ **55** (1968); IEEE Quantum Electron. QE-4, 23 (1968); QE-5, 146 (1969).
52. С. Н. Багаев, Л. С. Василенко, В. М. Клементьев, Ю. А. Матюгин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев, Препринт ИФП СО АН СССР № 14, Новосибирск, 1970.

53. К. Тапакка, частное сообщение (1971).
54. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, сборник «Квантовая электроника», № 1, 53 (1971).
55. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 9, 364 (1969).
56. S. N. Bagaev, Yu. D. Kolomnikov, V. N. Lisitsyn, V. P. Chebotayev, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 868 (1968).
57. Н. Г. Басов, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин, ЖЭТФ 59, 394 (1970); Препринт ФИАН СССР, № 37, Москва, 1970.
58. Ю. А. Матюгин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев, а) Тезисы докладов на Всесоюзном симпозиуме по физике газовых ОКГ, Новосибирск, 1969, стр. 56; б) Опт. и спектр. 31, 111 (1971).
59. О. Н. Компанец, В. С. Летохов, ЖЭТФ 62, 1302 (1972).
60. C. Borde, Thesis (Paris University, 1970).
61. C. Borde, C. R. Acad. Sci. B271, 371 (1970).
62. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ 60, 551 (1971).
63. S. Nagoshe, F. Hartmann, Phys. Rev. A6, 1280 (1972).
64. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ 61, 922 (1971).
65. а) А. И. Алексеев, ЖЭТФ 58, 2064 (1970); б) Ю. А. Вдовин, В. М. Ермаченко, А. И. Попов, Е. Д. Проценко, Письма ЖЭТФ 15, 401 (1972).
66. Им Тхек Де, С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, Р. И. Смирнов, А. М. Шалагин, ЖЭТФ 62, 1661 (1972).
67. а) Т. Нансч, Р. Госчек, Zs. Phys. 236, 213 (1970); б) I. M. Beterov, V. P. Chebotayev, сборник «Progress in Quantum Electronics», Ed. J. H. Sanders and S. Stenholm, v. 3, Lnd., Pergamon Press, 1974.
68. Н. Рамзей, Молекулярные пучки, М., ИЛ, 1960.
69. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, цит. в^{58а} сборник, стр. 61; Препринт ФИАН СССР № 40, Москва, 1969.
70. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, Опт. и спектр. 32, 856, 1057 (1972).
71. О. Н. Компанец, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 14, 20 (1971).
72. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, Радиотехн. и электрон. 17, 1030 (1972).
73. V. P. Chebotayev, I. M. Beterov, V. N. Lisitsyn, IEEE J. Quantum Electron. QE-4, 788 (1968).
74. P. H. Lee, P. V. Schoefer, W. V. Barker, Appl. Phys. Lett. 13, 372 (1968).
75. Н. А. Борисевич, А. П. Войтович, А. Я. Смирнов, А. Н. Красовский, ЖПС 8, 588 (1968).
76. А. П. Войтович, Препринт ИФАН БССР № 192, Минск, 1970.
77. А. П. Войтович, Н. И. Кабаев, А. Я. Смирнов, А. П. Шкадаревич, Опт. и спектр. 30, 940 (1971).
78. С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 15, 91 (1972); Препринт ИФП СО АН № 18, Новосибирск, 1971.
79. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, С. Г. Раутиан, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ 58, 1243 (1970).
80. A. G. Fox, S. E. Schwarz, P. W. Smith, Appl. Phys. Lett. 12, 37 (1968).
81. R. L. Fork, M. A. Pollack, Phys. Rev. A139, 1408 (1965).
82. С. А. Алякишев, С. П. Борисовский, Е. П. Остапенко, цит. в^{58а} сборник, стр. 94.
83. M. S. Feld, A. Javan, P. H. Lee, Appl. Phys. Lett. 13, 424 (1968).
84. Ю. Л. Климонтович, П. С. Ланда, Е. Г. Ларинцев, ЖЭТФ 52, 1616 (1967).
85. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин, Опт. и спектр. 21, 386 (1966).
86. W. R. Bennett, Jr., Comm. Atomic and Mol. Phys. 2, 10 (1970).
87. W. R. Bennett, Jr., Some Aspects of the Physics of Gas Lasers, Yale Univ. Press, 1973.
88. С. А. Гончуков, И. О. Лейпунский, Е. Д. Проценко, А. Ю. Румянцев, Опт. и спектр. 27, 813 (1969).
89. А. С. Башкин, Э. М. Беленов, С. А. Гончуков, А. Н. Ораевский, В. Н. Петровский, Е. Д. Проценко, сборник «Квантовая электроника», № 2, 40 (1971).
90. M. Sargent III, M. O. Scully, Laser Handbook, v. 1, Ed. F.T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 45.
91. М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко, сборник «Квантовая электроника», № 3, 99 (1971).
92. Н. Г. Басов, М. А. Губин, В. В. Никитин, Е. Д. Проценко, В. А. Степанов, Письма ЖЭТФ 15, 525 (1972).
93. В. Н. Лисицын, Б. И. Трошин, Опт. и спектр. 22, 666 (1967).
94. Б. И. Трошин, Канд. диссертация (ИФП СО АН СССР, 1969).
95. Э. М. Беленов, Препринт ФИАН СССР № 81, Москва, 1969.

96. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, ЖЭТФ 57, 1991 (1969); Преприят ФИАН СССР № 138, Москва, 1969.
97. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, А. Н. Ораевский, Письма ЖЭТФ 12, 145 (1970).
98. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 10, 48 (1970).
99. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, ЖЭТФ 60, 117 (1971).
100. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, сборник «Квантовая электроника», № 1, 42Б (1971).
101. М. В. Данилейко, Канд. диссертация (ФИАН ИФ АН УССР, 1971).
102. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. И. Вольцов, М. В. Данилейко, Письма ЖЭТФ 15, 659 (1972).
103. K. Shimoda, T. Shimizu, цит. в ⁷⁶ сборник, ч. 2, 1972, р. 43.
104. R. Brewer, Science 178, 247 (1972).
105. В. М. Татаренков, А. Н. Титов, Опт. и спектр. 30, 803 (1971).
106. G. R. Napes, K. M. Vaird, Metrologia 5, 32 (1969).
107. G. R. Napes, C. E. Dahlstrom, Appl. Phys. Lett. 14, 362 (1969).
108. G. R. Napes, J. L. Ariere, P. R. Bunker, K. S. Shotton, J. Molec. Spectr. 39, 506 (1971).
109. J. D. Knox, Yoh-Nan Rao, Appl. Phys. Lett. 16, 129 (1970).
110. J. T. La Tourette, R. E. Eng, 7th Intern. Quantum Electronics Conference (May 1972), Montreal. Digest of Papers, p. 43.
111. W. G. Schwieter, Appl. Phys. Lett. 13, 367 (1968).
112. Н. Г. Басов, М. В. Данилейко, В. В. Никитин, Письма ЖЭТФ 12, 95 (1970).
113. A. C. Luntz, R. G. Brewer, J. Chem. Phys. 53, 3380 (1970).
114. E. E. Uzgiris, J. L. Hall, R. L. Vargier, Phys. Rev. Lett. 26, 289 (1971).
115. J. L. Hall, сборник «Lectures in Theoretical Physics», в. 12, Ed. К. Т. Mahanthaga and W. E. Britn, N.Y., Gordon and Breach, 1970, p. 161.
116. С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ 16, 15 (1972); Преприят ИФП СО АН СССР, № 22, Новосибирск, 1972.
117. A. C. Luntz, R. G. Brewer, J. Chem. Phys. 54, 3641 (1971).
118. Ю. М. Малышев, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, ЖЭТФ 13, 592 (1971).
119. Н. Б. Кошеляевский, В. М. Татаренков, А. Н. Титов, Письма ЖЭТФ 15, 461 (1971).
120. J. A. Maguar, J. L. Hall, цит. в ¹¹⁰ сборник, р. 44.
121. М. Такамаи, K. Shimoda, Japan J. Appl. Phys. 11, 1648 (1972).
122. Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, Г. И. Шершнева, Опт. и спектр. 19, 204 (1970).
123. Т. Кан, G. J. Wolga, IEEE J. Quantum Electron. QE-7, 141 (1971).
124. Л. С. Василенко, М. И. Скворцов, В. П. Чеботаев, Г. И. Шершнева, А. В. Шпшаев, Опт. и спектр. 32, 1123 (1972).
125. Н. Г. Басов, И. Н. Компанец, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин, Письма ЖЭТФ 9, 568 (1969).
126. P. Rabinowits, R. Keller, J. T. La Tourette, Appl. Phys. Lett. 14, 376 (1969).
127. F. Shimizu, *ibid.*, p. 378.
128. M. W. Goldberg, R. Yusek, *ibid.* 17, 349 (1970).
129. R. G. Brewer, M. J. Kelly, A. Javan, Phys. Rev. Lett. 23, 599 (1969).
130. F. R. Peterson, B. L. Danielson, Bull. Am. Phys. Soc. 15 (11), BE7 (1970).
131. R. G. Brewer, J. D. Swalen, J. Chem. Phys. 52, 2774 (1970).
132. M. J. Kelly, R. E. Francke, M. S. Feld, J. *ibid.*, p. 2979.
133. Yu. A. Gorokhov, O. N. Kompanetz, V. S. Letokhov, G. A. Gerasimov, Yu. T. Posudin, Optics Comm. 7, 320 (1973).
134. C. Freed, A. Javan, Appl. Phys. Lett. 17, 53 (1970).
135. T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, Phys. Rev. Lett. 26, 946 (1971).
136. T. W. Hänsch, I. S. Shahin, A. L. Schawlow, *ibid.*, p. 707.
137. T. W. Hänsch, I. S. Shahin, A. L. Schawlow, Nature (Phys. Sci.) 235, 63 (1972).
138. C. Costain, Canad. J. Phys. 47, 2431 (1969).
139. R. S. Winton, W. Gorgy, Phys. Lett. A32, 219 (1970).
140. H. R. Schlossberg, A. Javan, Phys. Rev. 150, 267 (1966).
141. J. L. Hall, C. Kramer, R. L. Baiger, Report at the Conference on Precision Electromagnetic Measurement (June 1972), Boulder, USA.

142. С. Н. Багаев, Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, Письма ЖЭТФ **16**, 344 (1972).
 143. С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, Опт. и спектр. **34**, 337 (1973).
 144. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, УФН **96**, 585 (1968).
 145. N. G. Basov, V. S. Letokhov, Report at URSI Conference on Laser Measurements (Warsaw, September 1968); Electron. Technology **2** (2/3), 15 (1969).
 146. V. S. Letokhov, Comm. Atomic and Mol. Phys. **2**, 181 (1971).
 147. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, ЖЭТФ **64**, 804 (1973).
 148. V. S. Letokhov, Proc. of the Isfahan Symposium on Fundamental and Applied Laser Physics (September 1971), Ed. M. S. Feld, A. Javan and N. Kurnit, N. Y., Wiley—Internsci. Publ., 1973, p. 335.
 149. Л. С. Василенко, В. П. Чеботаев, А. В. Шишаев, Письма ЖЭТФ **12**, 161 (1970).
 150. S. M. Freund, Т. Ока, Appl. Phys. Lett. **21**, 60 (1972).
 151. R. G. Brewer, Phys. Rev. Lett. **25**, 1639 (1970).
 152. W. R. Bennett, Jr., V. P. Chebotayev, J. Knutson, Proc. of the 5th ICPEAC, Leningrad, 1967.
 153. T. W. Ducas, M. S. Feld, L. W. Ryan, Jr., N. Skribanowits, A. Javan, Phys. Rev. **A5**, 1036 (1972).
 154. И. М. Бетеров, Р. И. Соколовский, УФН **110**, 169 (1973).
 155. В. П. Чеботаев, Труды III Вавиловской конференции по нелинейной оптике (июнь 1973 г.), Новосибирск, «Наука», СО, 1974.
 156. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, Квантовая электроника **1**, 245 (1974).
 157. V. S. Letokhov, Proc. of the Intern. Conference «Spectroscopy without Doppler Broadening» (Ausscis. 21-25 May 1973) (в печати); Laser and Unconventional Optics, No. 46, 3 (1973).
 158. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев, Опт. и спектр. **26**, 856 (1969).
-