

Роль шумов в диодно-лазерной спектроскопии контура спектральной линии

А.И.Надеждинский, В.В.Плотниченко, Я.Я.Понуровский, М.В.Спиридонов

Рассмотрены вопросы прецизионных измерений параметров спектральной линии методами диодной лазерной спектроскопии. Исследована аппаратная функция диодного лазера с распределенной обратной связью ($\lambda = 1.53$ мкм), состоящая из аддитивных вкладов шумов спонтанного излучения, флуктуаций частоты и интенсивности. Получена аналитическая формула спектра генерации поля диодного лазера, обусловленного флуктуациями частоты. Двумя независимыми методами (из подгонки доплеровски-уширенной линии поглощения и из нахождения интенсивности остаточного излучения и ширины линии с насыщенным поглощением) найдена спектральная плотность частотных флуктуаций g_0 , определяющая ширину центральной части линии генерации диодного лазера. Экспериментально определены параметры спектральной плотности флуктуаций частоты Ω и Γ , связанные с релаксационными колебаниями и определяющие крыло линии генерации диодного лазера. Контур спектральной линии был корректно восстановлен путем деконволюции аппаратной функции диодного лазера из регистрируемой линии пропускания. Обсуждена роль корреляции между шумами интенсивности и частоты диодного лазера.

Ключевые слова: диодный лазер, контур линии, спектроскопия.

Введение

Прогресс в развитии техники ИК спектроскопии, в особенности диодно-лазерной спектроскопии, выраженный в значительном увеличении спектрального разрешения (лучше 10^{-5} см $^{-1}$) и точности регистрируемых спектров (отношение сигнал/шум более 10^5), породил многочисленные новые и существенно продвинул традиционные приложения ИК спектроскопии, в частности в физике атмосферы Земли и других планет. Благодаря высокой точности контур спектральной линии и, в особенности, его ширина и сдвиг, обусловленные давлением буферного газа, служат отличным аналитическим признаком во многих задачах астрофизики и физики атмосферы.

Исследование контура спектральной линии методами диодно-лазерной спектроскопии позволяет обнаруживать такие тонкие эффекты межмолекулярного взаимодействия, как уменьшение неоднородного уширения линии (эффект Дике), зависимость ударных характеристик от скорости поглощающей молекулы (эффект ветра), расщепление линии из-за анизотропии столкновений и т. д. [1]. Помимо этого опосредованно, через параметры контура линии, удается исследовать характеристики самого излучения диодного лазера (ДЛ): шумы интенсивности и частоты, а также их корреляцию.

При наличии шумов излучения ДЛ исследования контура спектральной линии и связанных с ним процессов межмолекулярного взаимодействия должны рассматриваться самосогласованно: поле излучения ДЛ + активная среда + молекулы буферного газа. Если огра-

ничиться некоррелированностью флуктуаций частоты и интенсивности излучения ДЛ, то можно ввести аппаратную функцию (АФ) ДЛ. Различные составляющие АФ, связанные со спонтанным излучением, квантовыми флуктуациями частоты и интенсивности, приводят к разным искажениям контура при его прецизионной обработке.

Одним из проявлений АФ лазера в молекулярной спектроскопии высокого разрешения является так называемая проблема «оптического нуля». Обычно данный эффект связывают с неоднородно-уширенным спектром ДЛ, когда часть излучения не поглощается спектральной линией, что приводит к появлению остаточного излучения в центре насыщенной линии. Считалось, что этот паразитный эффект может быть исключен, если заполнить кювету газом при достаточно высоком давлении, определить интенсивность прошедшего излучения в центре насыщенной линии ΔI и использовать ее в качестве истинного нуля.

Обстоятельством, усложняющим такой подход, стало обнаружение зависимости ΔI от параметров эксперимента (давление газа p и длина кюветы L) [2]. В этом случае использовались ДЛ среднего ИК диапазона и эффект был связан со спонтанным излучением лазера. Аналогичная и даже более сильно выраженная зависимость наблюдалась на ДЛ ближнего ИК диапазона [3]. В данном случае эффект был объяснен с учетом двух неоднородно-уширенных составляющих спектра излучения ДЛ – спонтанного излучения и флуктуаций интенсивности. Данные обстоятельства стимулировали подробное исследование влияния АФ лазера на контур спектральной линии, предварительные результаты которого приведены в [4].

В настоящей работе исследовалась АФ лазера с распределенной обратной связью ($\lambda = 1.53$ мкм). Учет АФ лазера, выражающийся в последовательной свертке с регистрируемыми спектрами пропускания, позволяет пра-

Центр естественно-научных исследований при Институте общей физики РАН, Россия, 117942 Москва, ул. Вавилова, 38; тел.: (095) 132-82-64

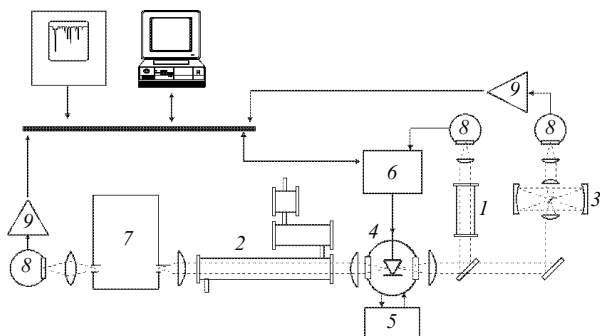


Рис.1. Схема ДЛС для прецизионных измерений контуров линий: 1 – реперный канал; 2 – аналитический канал; 3 – канал частотной калибровки; 4 – ДЛ в кристате; 5 – система термостабилизации лазера, использующая в качестве управляющего элемента термоэлектрический холодильник Пельтье; 6 – система термостабилизации по линии поглощения реперного газа; 7 – монохроматор; 8 – фотоприемники; 9 – предусилители.

вильно восстанавливать контур спектральной линии и корректно решать проблему «оптического нуля».

1. Экспериментальная установка

Схема диодного лазерного спектрометра (ДЛС), представленная на рис.1, подробно описана в работе [4]. Коротко рассмотрим основные узлы и параметры ДЛС. Лазер генерировал импульсы длительностью 4–10 мс на длине волны $\lambda = 1.53$ мкм с частотой повторения 40 Гц. Система стабилизации температуры 5, использующая в качестве управляющего элемента термоэлектрический холодильник Пельтье, обеспечивала нестабильность температуры на уровне 10^{-3} К в диапазоне ее изменения от -15 до $+50^\circ\text{C}$.

Излучение, выходящее из противоположных граней лазерного кристалла, коллимировалось в два параллельных пучка и формировало три оптических канала. В аналитическом канале 2 находилась кювета с исследуемым газом и монохроматор 7 для выделения одной моды излучения. Два вспомогательных канала были предназначены для стабилизации перестроенной кривой лазера по линии поглощения реперного газа (1) и частотной калибровки (3). Канал стабилизации 1 состоял из опорной кюветы длиной 20 см с реперным газом и системой стабилизации тока лазера по линии поглощения газа 6. Канал частотной калибровки 3 состоял из конфокального резонатора с областью свободной дисперсии $D^* = 0.00849$ см $^{-1}$ и интерферометра Фабри–Перо с $D^* = 0.049272$ см $^{-1}$.

С помощью интерферометров производилась относительная привязка частотной шкалы, а по линиям поглощения реперного газа канала 1 – абсолютная частотная калибровка. Сигналы с фотоприемников 8 после предварительного усилителя 9 подавались на входы АЦП. Двухкаскадная система температурной стабилизации 5 и 6 обеспечивал долговременную нестабильность температуры ДЛ не хуже $4 \cdot 10^{-4}$ К. Для регистрации сигнала использовалась плата 12-разрядного АЦП РС1-МЮ-16Е-1 фирмы National Instruments. Частота выборки АЦП составляла 1 МГц, длина выборки – 8700, число накоплений – от 1 до 255. После накопления АЦП обеспечивал отношение сигнал/шум лучше $5 \cdot 10^4$. Запись и обработка спектров производилась в системах Labview 5.0 и Matlab 5.2. Подробно процедура обработки описана в работе [4]. В

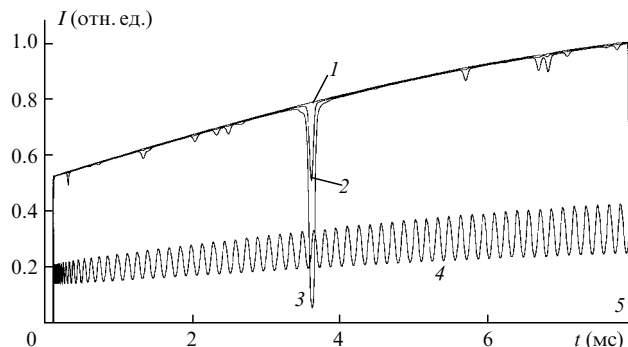


Рис.2. Пример регистрации спектров трехканального ДЛС, необходимых для исследования контура линии поглощения газа: линия полного пропускания (базовая линия), т. е. интенсивность излучения, прошедшего через пустую кювету длиной $L = 200$ см (1), линия поглощения реперного газа ацетилен ($L = 20$ см, давление 3 Тор) (2), исследуемая линия ацетилен ($R(13)$, полоса $\nu_1 + \nu_3$, давление чистого газа 0.25 Тор, $L = 200$ см) (3), сигнал пропускания интерферометра Фабри–Перо ($D^* = 0.049272$ см $^{-1}$) (4) и линия полного поглощения («оптический нуль») (5).

качестве исследуемого и реперного газа использовался ацетилен (чистота 99.9 %). Система напуска и измерения давления состояла из форвакуумного насоса, дифференциального манометра (Digitron Instruments) с областями измерения давления 0–200 и 0–500 мбар и барометра (MKS Instruments Inc.) для точного измерения давления в диапазоне 0–10 мбар.

На рис.2 приведен типичный пример спектров пропускания, зарегистрированных с использованием трехканального ДЛС, которые необходимы для исследования контура линии поглощения газа.

2. Аппартная функция ДЛ

С помощью ДЛС нам удалось наглядно обнаружить влияние АФ лазера, выраженное в искажении доплеровски-уширенной спектральной линии. На рис.3 представлен нормированный спектр поглощения ацетилен (линия $R(10)$, полоса $\nu_1 + \nu_3$) в двойном логарифмическом масштабе при давлении 0.3 Тор в кювете длиной 200 см. Для наглядности на рис.3 показана только половина контура линии, причем центр линии соответствует частоте, равной нулю. Приведены также результат аппроксимации формы линии контуром Фойхта и кривая, описывающая контур линии с учетом АФ лазера. Динамический диапазон изменений коэффициента поглощения превышает $4 \cdot 10^4$, спектральное разрешение составляет 10^{-4} см $^{-1}$. Такие условия записи спектра позволяют обнаружить искажения доплеровски-уширенного контура линии, связанные с проявлением АФ лазера. Контур линии (рис.3) можно условно разбить на 4 области:

I. Область, описываемая гауссовым контуром с шириной на полувысоте $\omega_G = 15.768 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Эта неоднородно-уширенная часть контура линии обусловлена ансамблем распределенных по скоростям поглощающих взаимодействующих частиц. Полученное при подгонке линии ω_G соответствует теоретической ширине линии ацетилен, рассчитанной в этом диапазоне частот ($\omega_G^{\text{theor}} = 15.821 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$).

II. Контур линии, искаженный АФ лазера. Результат аппроксимации доплеровски-уширенной линии контуром Фойхта дает ненулевую лоренцевскую составляющую $\omega_L = 2.871 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$. Эта величина определяет ши-

рину центральной лоренцевской части линии генерации ДЛ, обусловленную флуктуациями частоты, и вносит искажение в контур спектральной линии в виде лоренцевского крыла.

III. Область крыла линии, измененная частотными шумами излучения ДЛ. Резкий спад коэффициента поглощения в крыле (рис.3), где он обратно пропорционален ν^4 , расположен в полосе частот $\sim 0.15 \text{ см}^{-1}$. При этом он уступает более чем на четыре порядка коэффициенту поглощения в максимуме. Искажения контура линии здесь обусловлены другой степенной составляющей АФ лазера.

IV. Область далекого крыла линии, $\nu \gg 1 \text{ см}^{-1}$ (на рис.3 она не приведена). Влияние АФ лазера на контур линии в этом диапазоне частот обусловлено широкополосным (полоса более 100 см^{-1}) спонтанным излучением ДЛ. Использование монохроматора, обрезающего регистрируемую спектральную полосу до 2.5 см^{-1} , практически полностью убирает спонтанное излучение. Пики на крыле линии $R(10)$ связаны с резонансным поглощением излучения более слабыми горячими и комбинационными полосами ацетилена.

Таким образом, контур спектральной линии (рис.3) несет практически всю информацию о шумах поля излучения и механизмах уширения линии, поэтому для правильного восстановления контура необходимо учитывать влияние АФ лазера.

3. Теория

Рассмотрим более подробно роль спектра генерации ДЛ при прецизионной регистрации спектральной линии. При этом предполагается, что спектр излучения ДЛ является стационарным и сохраняет свою форму при сканировании частоты; кроме того, сканирование происходит достаточно медленно для того, чтобы можно было корректно описать спектр ДЛ в каждый момент времени. Решая уравнения Максвелла для поглощающей лазерное излучение среды, можно показать, что в случае шумящего излучения регистрируемый фотоприемником спектр $\Delta I(\nu)$ будет представлять собой свертку спектра пропускания среды $T(\nu)$ с АФ лазера $S(\nu)$:

$$\Delta I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} T(x)S(\nu - x)dx. \quad (1)$$

Величину $S(\nu)$ можно выразить через интеграл Фурье от функции корреляции поля E :

$$S(\nu) = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(t)E^*(t + \Delta t) \rangle \exp(-i\nu\Delta t)d\Delta t. \quad (2)$$

АФ лазера при наличии некоррелированных шумов в излучении ДЛ может быть представлена в виде суммы слагаемых:

$$S(\nu) = S_{\text{sp}}(\nu) + S_{\text{qu}}(\nu) + S_E(\nu), \quad (3)$$

где $S_E(\nu)$ – спектр поля излучения ДЛ, обусловленный квантовыми флуктуациями частоты; S_{sp} , S_{qu} – составляющие АФ, связанные со спонтанным излучением и квантовыми флуктуациями интенсивности излучения. Нужно отметить, что влияние на спектр генерации могут оказывать и другие дополнительные источники шу-

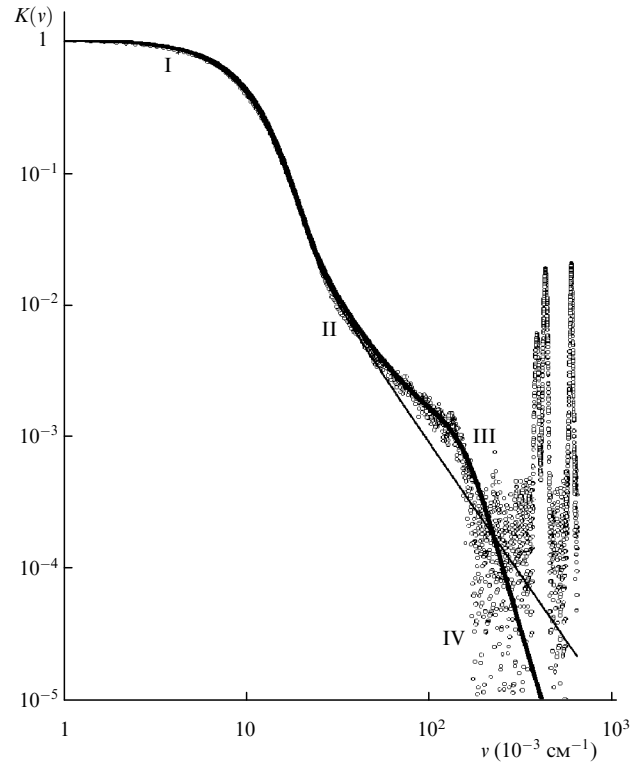


Рис.3. Нормированный спектр поглощения ацетилена (линия $R(10)$, полоса $\nu_1 + \nu_3$) при давлении 0.3 Тор и длине кюветы $L = 200 \text{ см}$. Показана половина контура линии, центр линии соответствует нулевой частоте. Тонкая линия – результат аппроксимации формы линии контуром Фойхта (интегральная интенсивность $A = (19.919 \pm 0.021) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\omega_G = (15.768 \pm 0.036) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\omega_L = (2.871 \pm 0.047) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$), толстая линия – шумы излучения ДЛ, точки – эксперимент.

мов, например флуктуации тока накачки и температуры, фликкер-шум, шум переключения мод и т. д.

Мы ограничим наше рассмотрение фундаментальными источниками шумов излучения ДЛ, приведенными в (3). Предполагается, что источники шумов, не имеющие фундаментального характера, могут быть устранены отбором используемого ДЛ, оптимизацией систем накачки и термостабилизации, выбором режима работы ДЛ и т. д. В выражении (3) не учтена корреляция шумов интенсивности и частоты. При учете корреляции задача о контуре линии существенно усложняется, поскольку в таком случае приходится рассматривать открытую самосогласованную систему поле излучения ДЛ – активная среда – молекулы буферного газа и термин АФ лазера становится не совсем корректным.

На рис.4 (кривая 4) приведена АФ одного из исследованных ДЛ с распределенной обратной связью ($\lambda = 1.53 \text{ мкм}$). Различные составляющие АФ приводят к разным искажениям контура спектральной линии при его прецизионной регистрации. Рассмотрим более подробно роль каждого слагаемого в выражении (3).

3.1. Спонтанное излучение

Спонтанное излучение в активной области ДЛ приводит к появлению наряду с когерентной также и шумовой составляющей излучения:

$$I \sim |E|^2 = E_0^2 + 2E_0E_{\text{sp}} + E_{\text{sp}}^2, \quad (4)$$

где I – интенсивность поля излучения ДЛ; $E = E_0 + E_{\text{sp}}$ – вектор поля, представляющий собой сумму когерентной и спонтанной составляющих.

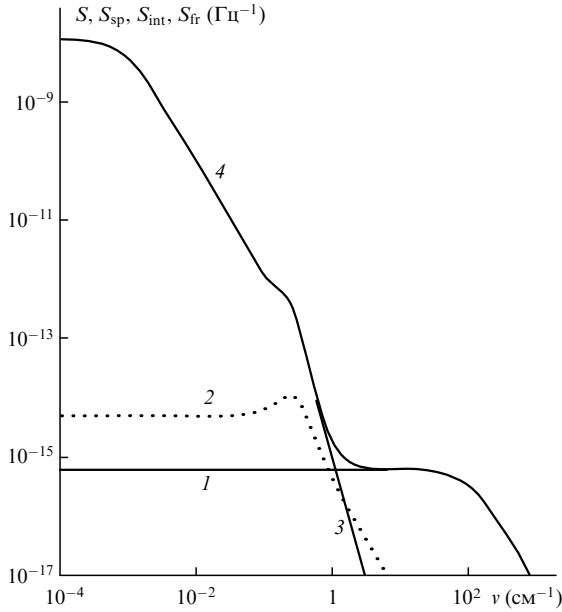


Рис.4. АФ одного из исследованных ДЛ с распределенной обратной связью S (4) и спектральные плотности $S_{sp}(\nu)$ (1), $S_{int}(\nu)$ (2) и $S_{fr}(\nu)$ (3).

Спектральная плотность относительных шумов ДЛ, обусловленных спонтанным излучением, $S_{sp}(\nu)$ (рис.4, кривая 1) была определена экспериментально. Она имеет наиболее широкий спектр (более 100 cm^{-1}). Спектральная плотность $S_{sp}(\nu)$ в этой полосе составляет $\sim 5 \cdot 10^{-16} \text{ Гц}^{-1}$. Спонтанные шумы в излучении ДЛ приводят к проблеме «оптического нуля»: часть излучения проходит через исследуемый газ при заведомо большой концентрации поглощающего газа, когда в центре линии все излучение должно поглощаться. Вместе с тем влияние «оптического нуля», обусловленного спонтанным излучением ДЛ, может быть заметно уменьшено при использовании в оптической системе монохроматора, обрезавшего регистрируемую спектральную полосу.

3.2. Флуктуации интенсивности

Излучение ДЛ с шумами, обусловленными спонтанным излучением, поглощаясь в активной области лазера, приводит к флуктуациям концентрации носителей тока, что сопровождается квантовыми коррелированными флуктуациями частоты и интенсивности излучения ДЛ. Полная спектральная плотность флуктуаций интенсивности $S_{int}(\nu)$ (рис.4, кривая 2) состоит из двух частей:

$$S_{int} = S_{sp} + S_{qu} = S_{sp} + \left(\frac{\partial I}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 S_{fr}, \tag{5}$$

где S_{fr} – спектральная плотность квантовых флуктуаций

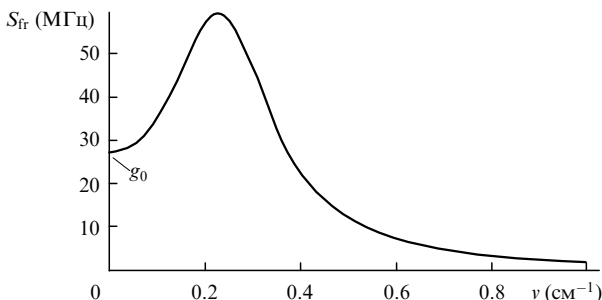


Рис.5. Спектральная плотность квантовых флуктуаций частоты $S_{fr}(\nu)$ одного из исследованных лазеров.

частоты. В правой части уравнения учтена корреляция шумов частоты и интенсивности. Спектральная плотность шумов $S_{int}(\nu)$ (рис.4, кривая 2) имеет характерный максимум в области $\nu \approx 0.2 \text{ cm}^{-1}$. Этот резонанс связан с частотой релаксационных колебаний [5]. Максимум спектральной плотности флуктуации интенсивности для исследованного нами лазера не превышает $\sim 6 \cdot 10^{-15} \text{ Гц}^{-1}$. Шумы интенсивности сказываются при регистрации столкновительно-уширенных линий.

3.3. Флуктуации частоты

Спектральная плотность квантовых флуктуаций частоты $S_{fr}(\nu)$ определяется из решения системы уравнений, описывающих квантовые флуктуации плотности носителей в активной зоне ДЛ, амплитуды и фазы формируемого поля излучения [5]:

$$S_{fr}(\nu) = g_0 \frac{\Omega^4}{(\Omega^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \Gamma^2}. \tag{6}$$

Параметры g_0 , Ω и Γ выражаются через среднюю нелинейную восприимчивость среды и вторые моменты операторов шума, входящих в квантовомеханическое уравнение Ланжевена; g_0 – спектральная плотность в области нулевых частот; $S_{fr}(\nu)$ имеет резонанс вблизи $\nu = \Omega$; Ω – частота релаксационных колебаний. На рис.5 представлена спектральная плотность квантовых флуктуаций частоты ДЛ, полученная для одного из исследованных лазеров.

3.4. Спектр поля излучения лазера, обусловленный шумами частоты

Пренебрегая флуктуациями интенсивности, корреляционную функцию поля в (2), обусловленную флуктуациями частоты, можно представить в виде

$$\langle E(t)E^*(t + \Delta t) \rangle = E_0^2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left\langle \left(\int_0^{\Delta t} f(x) dx \right)^2 \right\rangle \right]. \tag{7}$$

Правая часть равенства может быть выражена через обратное преобразование Фурье от спектральной плотности квантовых флуктуаций частоты (формула (6)). Для случая малых быстрых флуктуаций, когда $g_0 \ll \Omega, \Gamma$, выражение (7) может быть легко вычислено. При этих условиях спектральная плотность S_{fr} поля есть произведение лоренцевского контура с полушириной g_0 на нормированный спектр флуктуаций частоты:

$$S_{fr}(\nu) = \frac{g_0}{\pi(\nu^2 + g_0^2)} \frac{\Omega^4}{(\Omega^2 - \nu^2)^2 + \nu^2 \Gamma^2}. \tag{8}$$

На рис.4 (кривая 3) показан вклад флуктуаций частоты в АФ лазера. Центральная часть линии генерации ДЛ описывается лоренцевским контуром с полушириной g_0 . Вносимая лоренцевской частью АФ спектральная плотность $S_{field} \approx 10^{-8} \text{ Гц}^{-1}$. Крыло линии (область спектральной полосы $\nu \geq 0.2 \text{ cm}^{-1}$) описывается вторым множителем в выражении (8). Спектральная плотность в этой полосе частот более чем на три порядка отличается от S_{field} в центральной части.

В промежутке между центральной частью и крылом имеется характерный пик, связанный с частотой релаксационных колебаний Ω . Далекое крыло линии генерации ($\nu > 1 \text{ cm}^{-1}$, рис.4) обусловлено спонтанным излучением.

В выражении (8) эта неоднородная составляющая спектра генерации не учитывается, поскольку спонтанное излучение может быть максимально подавлено с помощью монохроматора.

АФ лазера искажает форму спектральной линии, поэтому для правильного восстановления контура необходимо учитывать АФ с параметрами g_0 , Ω и Γ через свертку (1). При исследовании доплеровски-уширенных линий, а также линий с полуширинами $\omega_{1/2} \ll \Omega$ и Γ , основную роль будет играть часть АФ лазера, связанная с g_0 . Однако при большом динамическом диапазоне измерений коэффициента поглощения может сказаться и степенная зависимость АФ лазера, выражающаяся в сильном искажении контура (см. рис.3). Остановимся подробнее на определении g_0 .

4. Экспериментальное определение параметров АФ

Одним из проявлений влияния спектра ДЛ является проблема «оптического нуля». На рис.6 представлены спектры пропускания ацетилена при различных давлениях ($p \approx 0.02 - 94$ Тор) в кювете длиной $L = 200$ см. Видно, что часть излучения проходит через исследуемый газ даже в центре насыщенной линии (нижняя, увеличенная часть рис.6). Нужно отметить, что полное поглощение на рис.6 соответствует нулевому пропусканию. Насыщенная спектральная линия выступает в качестве узкого спектрального фильтра, который полностью поглощает излучение ДЛ, настроенного на центр этой линии. При этом ΔI характеризует долю излучения в крыльях спектра ДЛ, пропускаемую насыщенной спектральной линией. Возможность изменения ширины этого фильтра $\Delta\omega$ (ширина спектра пропускания на полувысоте) за счет изменения параметров эксперимента (p и L) дает возможность восстановления АФ лазера.

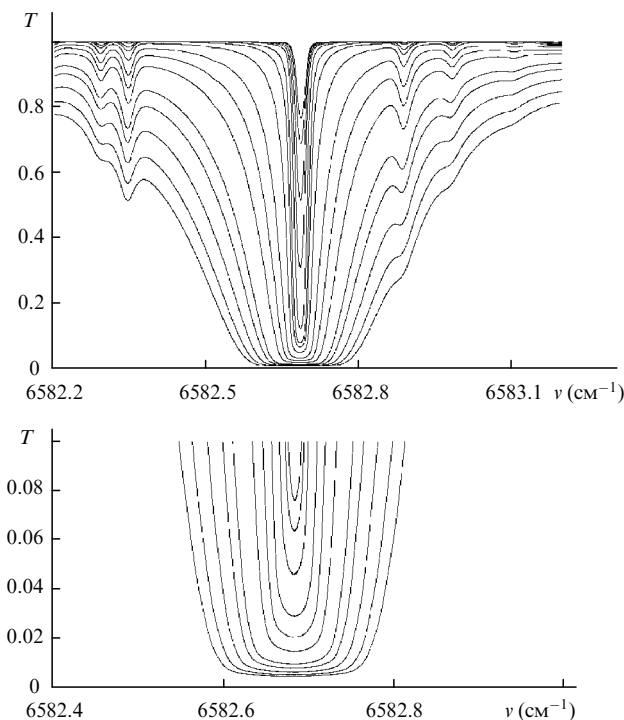


Рис.6. Спектры пропускания ацетилена в кювете длиной $L = 200$ см при давлениях 0.02–92 Тор.

Нормированную интенсивность остаточного излучения $\Delta I/I_0$ в центре насыщенной линии, обусловленную влиянием АФ лазера, представим в виде

$$\frac{\Delta I(v - v_0)}{I_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-K(v - v_0 - x)pL] S_{\text{field}}(x) dx, \quad (9)$$

где

$$K(v - v_0) = A f_{\text{cont}}(v - v_0)$$

– коэффициент поглощения; I_0 – интенсивность падающего излучения; v_0 – центральная частота линии; A – интегральная интенсивность (сила линии); f_{cont} – контур линии. Контур насыщенной линии в центре будем считать лоренцевским:

$$f_{\text{cont}} = \frac{1}{\pi} \frac{\omega_{1/2}}{(v - v_0)^2 + \omega_{1/2}^2},$$

где $\omega_{1/2}$ – полуширина линии на полувысоте. Из рис.6 видно, что для линий, записанных при больших давлениях ($p > 15 - 90$ Тор), выполняется условие $\Omega, \Gamma \gg \nu \gg g_0, \omega_{1/2}$; тогда

$$f_{\text{cont}} \approx \frac{1}{\pi} \frac{\omega_{1/2}}{\nu^2}, \quad S_{\text{field}}(\nu) \approx \frac{g_0}{\pi \nu^2}.$$

При этих условиях выражение (9) легко вычисляется:

$$\frac{\Delta I}{I_0} \approx \frac{g_0}{(\omega_{1/2} A p L)^{1/2}}. \quad (10)$$

Интенсивность остаточного излучения ΔI линейно зависит от g_0 . Отношение интенсивностей остаточного излучения для разных спектральных линий обратно пропорционально квадратному корню из отношения их интегральных интенсивностей:

$$\frac{\Delta I_1}{\Delta I_2} \approx \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}.$$

Для нахождения g_0 достаточно определить величины $\Delta I/I_0$ и $\omega_{1/2}$, входящие в выражение (10). Поскольку полуширина линии определяется по половинной интенсивности сигнала, можно записать

$$\exp\left(-\frac{A p L \omega_{1/2}}{\pi \Delta\omega^2}\right) = \frac{1}{2}.$$

Тогда окончательное выражение для g_0 принимает вид

$$g_0 \approx \frac{\Delta\omega \Delta I}{2 I_0} \sqrt{\pi \ln 2}. \quad (11)$$

На рис.7 представлена экспериментальная зависимость нормированной интенсивности остаточного излучения $\Delta I/I_0$ от $\Delta\omega$ вместе с вычисленным по формуле (11) параметром g_0 . На рис.7,а можно выделить области (аппроксимирующие прямые), которые описываются разными составляющими АФ. В области частот 500–5000 МГц (сплошная прямая) $\Delta I/I_0$ обратно пропорционально $\Delta\omega$. Здесь работает лоренцевская центральная составляющая АФ лазера с полушириной g_0 (рис.7,б). В области частот выше 5000 МГц (штриховая прямая) имеет

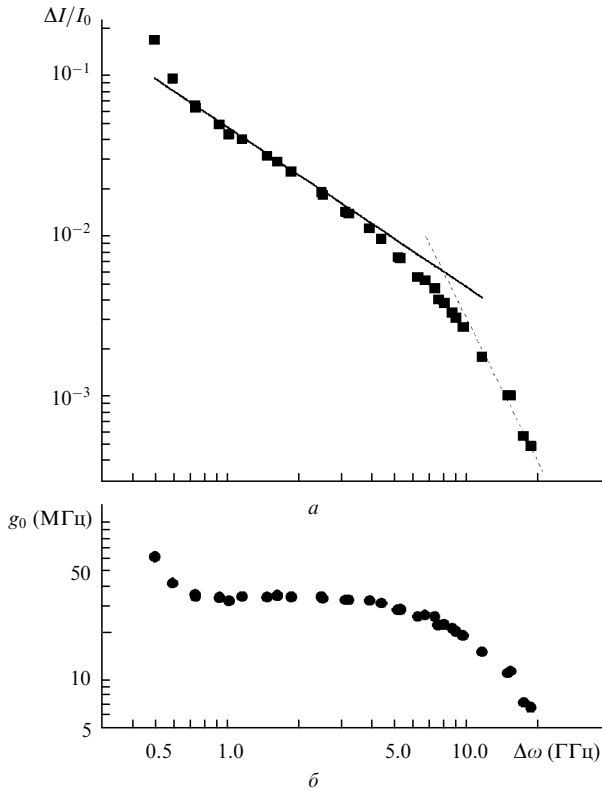


Рис.7. Зависимость нормированной интенсивности остаточного излучения $\Delta I/I_0$ от ширины насыщенной линии $\Delta\omega$ (точки) и аппроксимационные прямые (сплошная и штриховая прямые, описывающие различные составляющие АФ лазера) (а), а также вычисленная по формуле (11) полуширина лоренцевской составляющей АФ g_0 (б).

место резкий спад $\Delta I/I_0$ (пропорционально $1/\Delta\omega^3$). Этот спектральный участок определяется крылом АФ лазера (см. область 4 на рис.3). Ниже 300 МГц (ненасыщенная линия поглощения, $\Delta I \leq 20\%$ от полного сигнала) выполняется обычный закон Бугера.

Была проведена серия экспериментов для определения g_0 ДЛ, генерирующего вблизи $\lambda = 1.53$ мкм, когда частота попадает на сильные линии R-ветви полосы $\nu_1 + \nu_3$ ацетилена. На рис.8 представлено g_0 для различных областей перестройки ДЛ (линии поглощения R(10)–R(15) ацетилена). Среднее значение g_0 в области $\Delta\nu = 1000$ –5000 МГц равно 35 МГц.

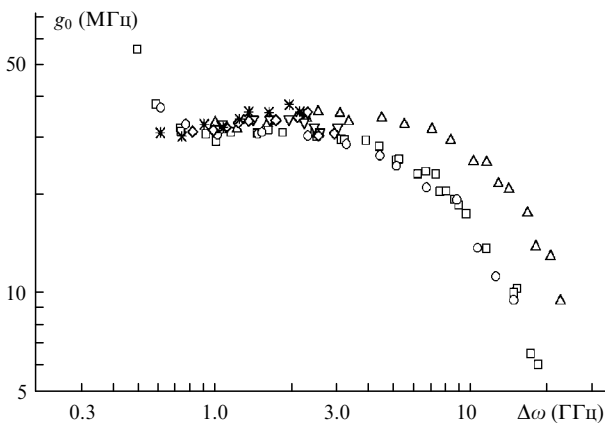


Рис.8. Зависимости g_0 от $\Delta\omega$ для различных областей перестройки ДЛ (линии поглощения R(10) (□), R(11) (○), R(12) (△), R(13) (▽), R(14) (◇), R(15) (*) полосы $\nu_1 + \nu_3$ ацетилена).

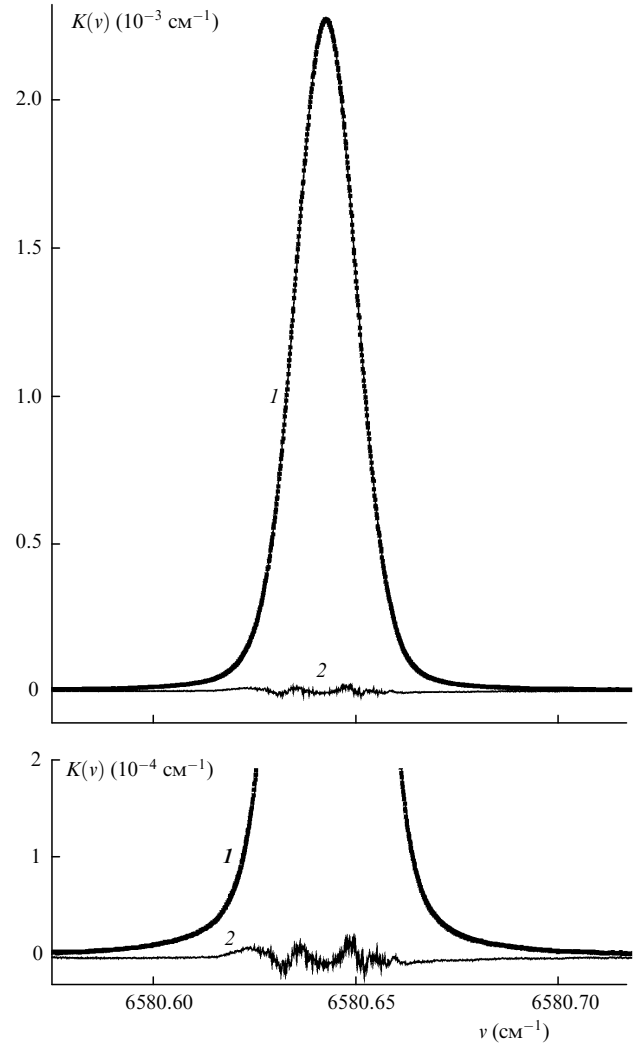


Рис.9. Измеренный контур линии поглощения R(10) ацетилена при $L = 2$ м, давлении чистого газа $p = 0.34$ Тор (точки) и проведенная по точкам кривая, полученная в результате их аппроксимации контуром Фойхта (сплошная линия) (1), а также разность между вычисленным и измеренным контурами (2). Параметры расчета по модели Фойхта: $\chi^2 = 3.591 \cdot 10^{-11}$, $\nu_0 = 6580.64386(2)$ см $^{-1}$, $S = (5 \pm 0.2) \cdot 10^{-5}$ см 2 , $\Delta\omega_G = (158.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$, $\Delta\omega_L = (35.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$ см $^{-1}$; внизу показана центральная часть в увеличенном масштабе по вертикали.

Для подтверждения правильности подхода к определению параметра g_0 АФ использовался независимый метод – аппроксимация доплеровски-уширенной линии контуром Фойхта. Лоренцевская составляющая контура должна непосредственно представлять собой $2g_0$. Критерием правильности подгонки должна служить гауссова составляющая ширины линии, которая рассчитывается теоретически (для линий R-ветви полосы $\nu_1 + \nu_3$ ацетилена $\Delta\omega_G \approx 0.0158$ см $^{-1}$). На рис.9 представлены результаты аппроксимации линии R(11) ацетилена контуром

Область генерации лазера (R-линия ацетилена)	g_0 (см $^{-1}$)	
	получено из аппроксимации линии	получено из $\Delta I/I_0$ и $\Delta\omega$
R(14)	0.00239	0.00235
R(13)	0.00183	0.00179
R(11)	0.00357	0.00364
R(10)	0.00287	0.00278

Фойхта. Среднеквадратическая разность между экспериментальным и модельным контурами не превышает 0.3 %. В таблице приведены g_0 , полученные для разных областей генерации лазера независимыми методами.

Заключение

Таким образом, учет АФ лазера, выражающийся в последовательном проведении свертки с регистрируемыми спектрами пропускания, позволяет правильно восстанавливать контур спектральной линии и корректно решать проблему «оптического нуля».

1. Раутиан С.Г., Рудавец А.Г., Шалагин А.М. *ЖЭТФ*, **78**, 545 (1980).
2. Moskalenko K.V., Sobolev N.N. et al. *Proc.SPIE*, **2205**, 400 (1993).
3. Nadezhdinskii A.I. *Spectrochimica Acta, pt A*, **52**, 1041 (1996).
4. Надеждинский А.И., Понуровский Я.Я., Спиридонов М.В. *Квантовая электроника*, **29**, 78 (1999).
5. Motoichi O. *Highly coherent semiconductor lasers* (Boston, Artech Hous, 1992, p. 33).

A.I.Nadezhdinskii, V.V.Plotnichenko, Ya.Ya.Ponurovskii, M.V.Spiridonov. **Role of the noise in diode-laser spectroscopy of a spectral line profile.**

Problems of precise measurements of spectral line parameters by the technique of diode laser spectroscopy are considered. The instrumental function of a diode laser with a distributed feedback ($\lambda = 1.53 \mu\text{m}$), which consists of the additive contribution from spontaneous emission noise and fluctuations of frequency and intensity is studied. The analytic expression is obtained for the lasing spectrum of a diode laser caused by frequency fluctuations. The spectral density of the diode laser frequency fluctuations g_0 , which determines the width of the central part of the diode laser emission line, was obtained by two independent methods (from Doppler-broadened absorption line fitting and from the intensity of residual radiation and the linewidth of the saturated absorption line). Parameters of the spectral density of the diode laser frequency fluctuations Ω and Γ , which are related to relaxation oscillations and govern the diode laser emission line wing, are determined experimentally. The spectral line profile was correctly reconstructed by the deconvolution of the instrumental function of the diode laser from the detected transmission line profile. The role of correlations between the intensity and the frequency noises of a diode laser is discussed.