

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТАНОМ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Р. Эмрих¹, Р. И. Солоухин

(Новосибирск)

ВВЕДЕНИЕ

Близкое совпадение одной из основных частот излучения гелий-неонового лазера в ИК-области спектра (3,39 $\mu\text{м}$ или 2948 см^{-1}) и $p(7)$ -линии молекулярной полосы поглощения ν_3 метана открывает ряд интересных возможностей для методов бесконтактной диагностики газодинамических процессов благодаря высокому коэффициенту поглощения молекул метана и его зависимости от плотности и температуры исследуемой среды, в которой метан может присутствовать, например, в качестве индикатора в виде малой примеси.

При комнатной температуре и давлениях порядка или ниже атмосферного доплеровская ширина линии поглощения метана составляет около $0,009\text{ см}^{-1}$. Примерно такой же является и ширина области настройки несущей частоты лазера, работающего в одномодовом режиме генерации, причем область максимума интенсивности лазерного излучения остается смещенной на $0,003\text{ см}^{-1}$ по отношению к центру линии поглощения метана в сторону более низких частот. При оптимальной «настройке» лазерного резонатора коэффициент поглощения метана при давлениях порядка 200 мм рт. ст. и ниже и при комнатной температуре составляет около $0,1\text{ см}^{-1}\text{ мм рт. ст.}^{-1}$, т. е. присутствие метана в виде примеси с парциальным давлением в 1 мм рт. ст. может быть легко обнаружено (при не слишком высоких давлениях основного газа) на оптической длине порядка нескольких сантиметров.

Измеряя интенсивность лазерного светового пучка, проходящего через исследуемый объем газа, содержащего метан, можно получить сведения об изменении плотности или температуры среды в этом объеме. В дальнейшем будем рассматривать удельный коэффициент поглощения k , отнесенный к единице массы поглощающего газа

$$I = I_0 \exp(-k\rho l), \quad (1)$$

где I — интенсивность пучка; ρ — парциальная плотность метана в газе; l — длина области поглощения. Для получения количественных данных о плотности или температуре газа вид зависимости k от длины волны (контур линии поглощения) должен быть известен для различных термических состояний исследуемой поглощающей среды, поскольку изменение абсолютной величины интенсивности «монохроматического» лазерного пучка, прошедшего через исследуемый объем, будет в основном определяться «деформацией» профиля линии поглощения, в частности ее уширением. Поэтому выражение для интенсивности проходящего пучка, записанное в простой формуле (1), вовсе не исчерпывает полностью всей зависимости I от плотности, так как k в свою очередь является сложной функцией плотности (давления), температуры и длины волны. Зависимость от температуры также трудно

¹ Permanent address: Professor R. J. Emrich, Lehigh University, Bethlehem, Pennsylvania 18015, USA.

выразить в простой форме — в ней должны быть учтены одновременно а) уширение линии за счет Допплер-эффекта, б) столкновительное уширение и в) изменение заселенности уровней при температурах, близких к диссоциационному пределу. Кроме того, при анализе влияния различных механизмов уширения на величину коэффициента поглощения необходимо точно знать, в каком участке линии поглощения находится максимум спектральной линии излучения лазерного пучка. Из измерений, выполненных в [1, 2] для поглощения при комнатной температуре, можно считать установленным, что частотный сдвиг между максимумами линии поглощения метана и линии излучения лазера составляет около $0,003 \text{ см}^{-1}$.

Для экспериментального исследования зависимости коэффициента поглощения метана от плотности и температуры в данной работе использовался метод сжатия газа в ударных волнах. Этот метод позволяет легко изменять состояние исследуемого поглощающего газа за фронтом ударной волны в широких пределах: например, по температуре вплоть до диссоциационного предела (около 900°K). Опыты проводились как в чистом метане, так и в смесях метана с аргоном и азотом. В работе показано, что из-за уширения линии поглощения наблюдается сильная отрицательная температурная зависимость коэффициента поглощения — эффект «просветления» проходящего лазерного луча, который лишь качественно описывается простейшей теорией комбинированного уширения спектральных линий.

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ [3, 4]

При комнатной температуре можно пренебречь естественной шириной линии по сравнению с доплеровской, однако эффект столкновительного уширения является существенным и становится основным при достаточно высоких плотностях. Эффект совместного действия столкновительного и доплеровского механизмов уширения (комбинированный контур) при умеренных плотностях описывается следующим выражением для спектрального коэффициента поглощения (рис. 1):

$$k(\nu) = k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{a^2 + (\omega - y)^2}, \quad (2)$$

где k_0 — спектральный коэффициент поглощения в максимуме выбранной линии (ν_0), который определяется через силу осциллятора (вероятность перехода) и приближенно может считаться величиной, обратно пропорциональной доплеровской полуширине линии $\Delta\nu_D$:

$$\Delta\nu_D = 2\nu_0 \left(\frac{2kT}{Mc^2} \ln 2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Величина a определяется отношением «столкновительной» полуширины линии $\Delta\nu_c$ к доплеровской:

$$a = \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}, \quad \Delta\nu_c = \frac{2}{\pi} \sigma_c^2 N \left(\frac{4\pi kT}{M} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где N — плотность поглощающих молекул (см^{-3}), а σ_c^2 — эффективное сечение

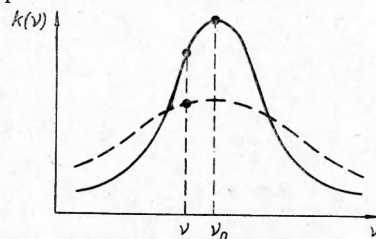


Рис. 1. Схема изменения спектрального коэффициента поглощения при уширении спектральной линии.

столкновений, вызывающих уширение линии. Переменные под знаком интеграла в формуле (2) выражаются следующим образом:

$$\omega = \frac{2(v - v_0)}{\Delta v_D} \sqrt{\ln 2}, \quad y = \frac{2\delta}{\Delta v_D} \sqrt{\ln 2}. \quad (5)$$

Результаты вычислений k/k_0 по формуле (2) для различных a и ω имеются в виде таблиц [3]. Ожидаемая общая тенденция зависимости $k(\rho, T)$ определяется написанными выше формулами: от плотности — через a , а от температуры — через k_0 и ω .

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ

Схема экспериментальной установки, которая использовалась для измерения коэффициента поглощения метана в статических условиях и при сжатии в ударных волнах, показана на рис. 2. Исследуемым газом наполняется секция низкого давления ударной трубки (15×35 мм), снабженная окнами из фтористого бария. В качестве источника света использовался инфракрасный гелий-неоновый лазер с длиной трубки 20 см и выходной мощностью около 5 мв. При статических измерениях коэффициента поглощения при высоких плотностях имела возможность перемещения отражающего зеркала 4 внутрь измерительной секции — с изменением толщины поглощающего слоя газа в пределах от 16 до 5 мм. Лазерный луч дважды проходит измерительную секцию (компенсация шлирен-эффекта), затем проходит через зеркальный призменный монохроматор и регистрируется фотоприемником из антимонада индия. В системе предусмотрено прерывание светового потока с помощью вращающегося зеркала. Это позволяет учесть низкочастотные флуктуации интенсивности лазерного пучка (до 5%) и последовательно наблюдать на экране осциллографа амплитуду интенсивности падающего и ослабленного отраженного пучка. Типичные осциллограммы световых сигналов при «статических» измерениях показаны на рис. 3.

Для того чтобы обеспечить измерения коэффициента поглощения метана, сжимаемого ударной волной при относительно низких начальных плотностях (менее 0,005 атм), мы столкнулись с необходимостью разработки специальной техники получения ударных волн с малыми числами Маха волны (см. рис. 2). Перед секцией наблюдения установ-

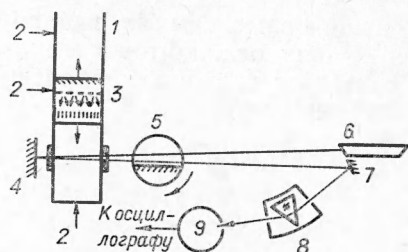


Рис. 2. Принципиальная схема измерения коэффициента поглощения лазерного излучения за фронтом ударной волны.

1 — ударная трубка; 2 — пьезодатчики давления; 3 — формирующая решетка для ослабления ударной волны; 4 — зеркало; 5 — вращающееся зеркало; 6 — лазер; 7 — поворотное зеркало; 8 — зеркально-призменный монохроматор; 9 — фотодетектор.

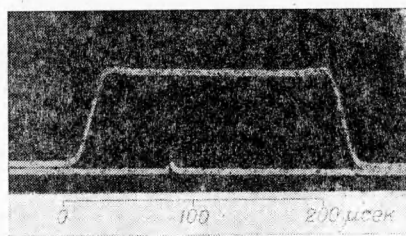


Рис. 3. Типичные осциллограммы при «статических» измерениях поглощения при комнатной температуре. Короткий сигнал — контроль интенсивности выходного пучка лазера (отражение от вращающегося зеркала, см. рис. 2).

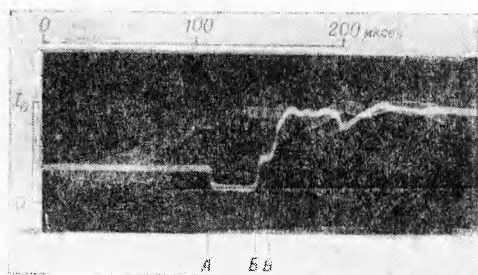


Рис. 4. Осциллограмма изменения интенсивности лазерного пучка, прошедшего через канал ударной трубки.

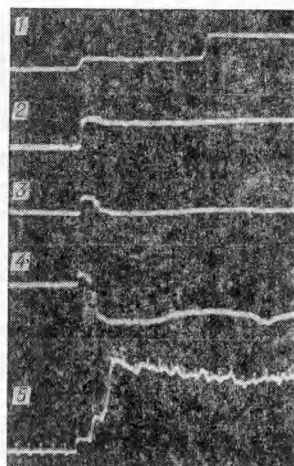


Рис. 5. Типичные осциллограммы изменения интенсивности проходящего пучка в падающей и отраженной ударной волне.

1 — поглощение в падающей и отраженной; 2 — поглощение в отраженной немного слабее, чем в падающей; 3, 4 — поглощение в падающей и «просветление» в отраженной. Для сравнения в последнем случае приведена осциллограмма давления 5. Метки времени — 10 мкс.

ливались ослабляющие сетки (пластинки со сквозными сверлениями и с относительной площадью отверстий 0,007 и 0,075), что при сравнительно сильных падающих ударных волнах с $M=3-5$ позволило получать проходящие ударные волны соответственно в диапазонах $1,06 < M < 1,4$ и $1,5 < M < 3$. Такая техника создания одномерных ударных волн позволяет формировать близкий к плоскому контактный слой между испытывшим отражение на сетке истекающим газом и слоем газа за фронтом вновь сформировавшейся после сетки ударной волны. В качестве иллюстрации одномерности потока за фронтом получающейся описанным способом ударной волны на рис. 4 показана осциллограмма интенсивности лазерного пучка, проходящего через канал ударной трубки. Отклонение луча осциллографа вниз соответствует поглощению, а вверх — усилению регистрируемого сигнала. На осциллограмме четко различаются: А — фронт поглощения свечения за падающей ударной волной, Б — фронт «просветления», соответствующий прохождению через газ за контактным слоем, и В — фронт усиления просветления в отраженной ударной волне. В двух последних случаях определяющим является эффект уменьшения коэффициента поглощения в истекающем через сетку горячем газе из-за сильного уширения спектральной линии с ростом температуры.

Как это следует из простого закона изменения интенсивности ослабляемого пучка с плотностью (1) и описанных выше закономерностей изменения спектрального коэффициента поглощения из-за уширения спектральной линии поглощения, при сжатии газа во фронте ударной волны следует ожидать появления двух эффектов, противоположных по знаку: с одной стороны, увеличение плотности, согласно (1), должно ослаблять проходящий через исследуемый объем световой пучок, а с другой — увеличение температуры и плотности через уширение линии должно приводить к уменьшению коэффициента поглощения (см. рис. 1), т. е. интенсивность лазерного пучка, частично ослабленного после прохождения в холодном газе перед фронтом ударной волны, после прохождения через объем нагретого ударно сжатого газа может возрастать. На рис. 5 приведена серия типичных осциллограмм, соответствующих различным возможным случаям: поглощение в падающей и отраженной волнах; поглощение в падающей и «просветле-

ние» в отраженной; возможно также сразу «просветление» в падающей и т. п.

В пределах времени нарастания, соответствующего диаметру лазерного пучка (около 3 мм), никаких релаксационных эффектов за ударным фронтом не наблюдается. Не обнаружилось также и зависимости эффекта поглощения от абсолютной величины интенсивности лазерного пучка.

Температура и плотность газа за фронтом падающих и отраженных ударных волн рассчитывались по формулам ударной адиабаты с учетом реальных свойств метана. Скорость ударной волны определялась с помощью двух пьезодатчиков давления.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Данные статических измерений коэффициента поглощения k , определяемого формулой (1), для комнатной температуры приведены на графике рис. 6. Наблюдаемое уменьшение k с ростом давления газа естественно связать с влиянием столкновительного уширения линии поглощения. Для того, чтобы воспользоваться результатами простейшей теории уширения, необходимо знать разницу между частотой в центре линии поглощения ν_0 и частотой зондирующего пучка ν . Последняя не является строго фиксированной величиной и может варьироваться в определенных пределах путем настройки зеркал лазерного резонатора. Из литературных данных [1, 2, 5] с достаточной определенностью следует, что $\nu - \nu_0 \approx 0,003 \text{ см}^{-1}$; из измерений при комнатной температуре найдено также [1, 2] отношение

плотности к входящей в формулу (2) величине a , а именно, $\rho/a = 54 \pm 10 \text{ мм рт. ст.}$

Экстраполируя экспериментальную зависимость $k(\rho)$ к «нулевой» плотности, определяем коэффициент поглощения чисто доплеровского контура. Для центра линии поглощения в [2] была найдена следующая величина: $k_0 = (0,18 \pm 0,25) \text{ см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$. Близкое значение было получено и в [5]. Если воспользоваться этой величиной и определить коэффициент поглощения при «нулевой» плотности на частоте, отстоящей от центра линии на $0,003 \text{ см}^{-1}$, то получаем $k = 0,13 \text{ см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$, что неплохо согласуется с результатом наших статических измерений (см. рис. 6).

Зависимость коэффициента поглощения от температуры удобно представить в следующем виде: фикси-

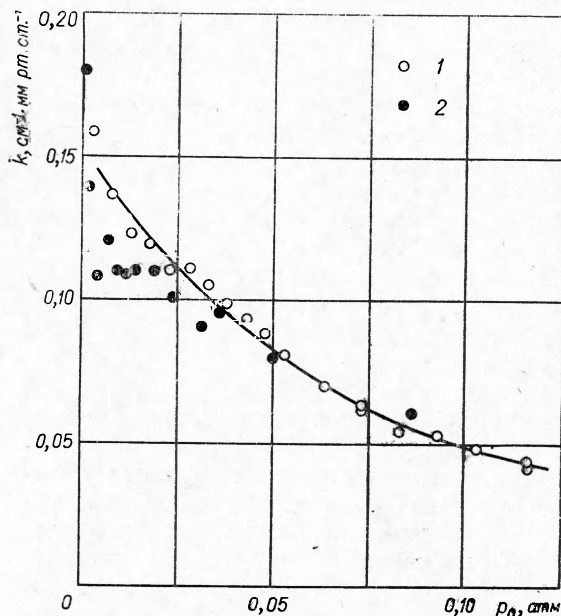


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения $k = \frac{1}{\rho l} \ln \frac{I_0}{I}$ (ρ — парциальная плотность метана) от плотности газа при комнатной температуре («статические» измерения).

1 — чистый метан; 2 — смесь 0,1 $\text{CH}_4 + 0,9 \text{ N}_2$.

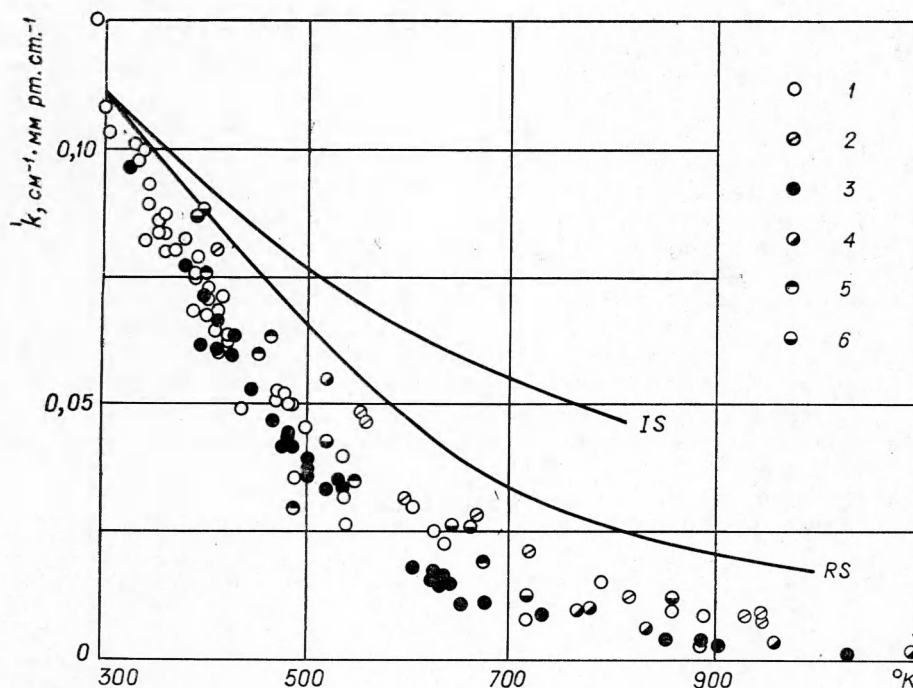


Рис. 7. Зависимость коэффициента поглощения от температуры. 1 — падающая волна в чистом метане, $\rho_0=0,01$ атм; 2 — то же, $\rho_0=0,005$ атм; 3, 4 — отраженные волны, соответственно $\rho_0=0,01$ и $0,005$ атм; 5, 6 — падающие и отраженные волны в смеси $0,1 \text{ CH}_4+0,9 \text{ Ar}$. Сплошными линиями показаны результаты расчета для падающей и отраженной волны (комбинированный контур).

руем начальное давление газа и из серии измерений как за падающими, так и за отраженными волнами наносим на график (рис. 7) величину k , определяемую формулой (1) с учетом изменения плотности при переходе через фронт ударной волны. При фиксированной конечной температуре газа и одинаковом начальном давлении плотность дважды сжатого газа (за отраженной волной) будет выше, чем плотность за фронтом падающей волны с той же конечной температурой. Это правило следует из общих свойств ударной адиабаты. Поскольку влияние плотности на полное поглощение не ограничено формулой (1), совместный учет влияния на k температуры и плотности по формуле (2) дает две различные теоретические зависимости $k(T)$ соответственно для падающей и отраженной волны (см. рис. 7). Из полученных расчетных кривых видно, что влияние температуры более существенно, чем влияние плотности. Тенденция экспериментальных данных в целом следует предсказаниям простейшей теории (экспериментальные точки для отраженных волн лежат ниже, чем для падающих), однако наблюдаемая в опыте температурная зависимость коэффициента поглощения оказывается более сильной, чем ожидаемая. Наблюдаемое расхождение не может быть объяснено за счет неточности выбора $v_0 \rightarrow v$ и ρ/a : изменяя, например, последнюю величину таким образом, чтобы удовлетворить экспериментальным данным для $T=600^\circ \text{ K}$, получаем очень малое поглощение при низких температурах. Остается предполагать, что повышение температуры существенно изменяет заселенность уровней молекул метана, с которых происходит поглощение. Этот эффект не учитывается описанной выше простейшей теорией.

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

В заключение обсудим возможность использования описанных выше особенностей резонансного поглощения лазерного излучения метаном для некоторых газодинамических приложений. Сильное поглощение метана может позволить осуществлять «трассирование» сложных трехмерных течений путем добавления метана (в поток исследуемого газа) в качестве малой примеси. Для получения количественной информации о распределении плотности в «изотермическом» потоке может быть использована экспериментальная зависимость $k(\rho)$, представленная на рис. 6. В сильно неізотермических течениях может быть использована экспериментальная зависимость $k(T)$, представленная на рис. 7. На современном уровне развития методов регистрации ИК-излучения представляется вполне возможной «панорамная» визуализация поля плотности и температуры стационарного потока газа путем применения преобразователей ИК-излучения в видимое или с помощью растровых систем.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Г. А. Заварзину за помощь при проведении эксперимента.

Поступила в редакцию
1/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Edwards, D. E. Burch. Journ. Opt. Soc. Amer. 1965, 55, 174.
2. G. Hubbert, T. G. Kyle, G. J. Troup. Journ. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1969, 9, 1469.
3. A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky. Resonance Radiation and Excited Atoms. Cambridge University Press, London, 1934, 1969.
4. С. Э. Фриш. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы». Л., «Наука», 1970, стр. 7.
5. R. L. Barger, J. L. Hall. Phys. Rev. Lett, 1969, 22, 4.

УДК 532.593+662.215.1

О ПОЛОЖЕНИИ ТОЧКИ ПЕРЕХОДА ЧЕРЕЗ ЗВУКОВУЮ СКОРОСТЬ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ

А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, В. В. Митрофанов,
В. А. Субботин, М. Е. Топчиян

(Новосибирск)

В пространстве за плоским ударным фронтом, ведущим детонационную волну, поверхность, на которой достигается равенство скорости газа относительно фронта $D-u$ и местной скорости звука c , является также плоской. Ее называют поверхностью Чепмена-Жуге.

Присутствие поперечных волн делает состояние газа в каждой плоскости, параллельной фронту, заведомо неоднородным. Известное из эксперимента постоянство скорости детонации означает, что и в неоднородном потоке на некотором расстоянии от фронта имеется поверхность, на которой скорость возмущений $(u+c)$, движущихся в сто-