

25. M. Péalat, J. J. Marie, P. Bouchardy, J. P. Taran. «Optical Access for CARS Diagnostics in Piston Engines» (to be published).
26. M. Péalat, J. P. Taran, J. Taillet, M. Bacal, A. M. Bruneteau. *J. Appl. Phys.*, **52**, 2687 (1981).
27. M. Bacal, M. Péalat, J. P. Taran. Rep. XVI Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Düsseldorf, 1983.
28. W. M. Tolles, J. W. Nibler, J. R. McDonald, A. B. Harvey. *Appl. Spectrosc.*, **31**, 253 (1977).
29. J. J. Valentini, D. S. Moore, D. S. Bomse. *Chem. Phys. Letts*, **83**, 217 (1981).
30. P. Ho, D. Bamford, R. J. Buss, Y. T. Lee, C. B. Moore. *J. Chem. Phys.*, **76**, 3630 (1982).
31. P. Ho, A. V. Smith. *Chem. Phys. Letts*, **90**, 407 (1982).
32. M. Péalat, D. Débarre, J. J. Marie, J. P. Taran, A. Tramer, C. B. Moore. *Chem. Phys. Letts*, **98**, 299 (1983).

Национальный научный центр
аэрокосмических исследований,
Шатийон, Франция

J. P. Taran. **CARS Diagnostics of Combustion and Other Reactive Media.**

The coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) method has been employed to measure the temperature and concentration of molecules in chemically active gas media. General principles of the method, its basic technical advantages and requirements are described. Typical applications of the method are also described which give an idea of its potentialities: measurement time, spatial resolution, detection sensitivity. Results are presented of measurements of the instantaneous temperature in combustion chambers and in piston engines, measurements of vibration-rotational populations of H_2 molecules in a multipoint discharge in the magnetic field and of the vibrational excitation of fast H_2 molecules formed under the H_2CO dissociation.

А. А. Карабутов, В. Т. Платоненко, В. А. Чулыгина

ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД НЕВОЗМУЩАЮЩЕГО ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ И КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛ

Предложен оптико-акустический метод невозмущающего измерения энергии световых импульсов и контроля качества поверхности зеркал по регистрации амплитуды смещения тыльной стороны зеркала, отражающего лазерное излучение. Дано теоретическое обоснование метода. Проведена его экспериментальная проверка для зеркал из трех различных материалов. Представляется особенно полезным применение метода в мощных лазерных системах и для контроля качества поверхности зеркал с высоким коэффициентом отражения.

1. Введение

Текущий контроль энергии лазерных импульсов и ее распределения по сечению пучка требует внесения в луч различных светоделительных приспособлений, что приводит к дополнительной потере энергии и ухудшению ее распределения. Поэтому представляется целесообразной разработка методов невозмущающих измерений параметров лазерного излучения, использующих энергию, поглощаемую в формирующих луч элементах — зеркалах, линзах, призмах. Проще всего эта методика может быть реализована с помощью зеркал. Поглощаемая зеркалом энергия определяется по акустическому сигналу, возбуждаемому в зеркале.

Термооптическое возбуждение звука исследовано весьма подробно (см., например, обзоры [1, 2]). Этот эффект использовался для оценки коэффициента отражения алюминиевой поверхности [3], однако измерения традиционными методами проведены не были. Кроме того, использованный метод предполагал малые размеры лазерного пятна на зеркале. Для невозмущающего контроля энергии излучения этот метод, следовательно, не применим. В [4] были определены границы пропорциональности акустического сигнала поглощенной энергии; для металлов она достигает нескольких джоулей на квадратный сантиметр. Таким образом, этот метод может быть применим в широком диапазоне плотностей энергии.

2. Теоретическая модель явления

Пусть на плоское металлическое зеркало падает широкий лазерный луч с однородным распределением интенсивности по сечению. Ось Z направим в глубь среды. Задачу можно считать близкой к одномерной, и смещение частиц среды будет происходить только вдоль оси Z . Уравнения теплопроводности и движения могут быть записаны в виде [5]:

$$\frac{1}{\chi} \frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} = - \frac{(1-R) I_0}{\rho c_v \chi} \alpha e^{-\alpha z} f(t), \quad (1)$$

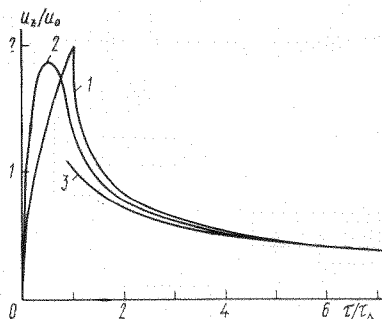
$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \beta \frac{\partial T'}{\partial z} \quad (2)$$

где T' — приращение температуры; u — смещение; α — коэффициент экстинкции излучения; R — коэффициент отражения зеркала; I_0 — пиковая интенсивность лазерного импульса; $f(t)$ — зависимость интенсивности от времени; ρ , c_v , χ , β , c_t , c_l — соответственно плотность, удельная теплоемкость, температуропроводность, коэффициент теплового расширения, скорости поперечных и продольных волн материала зеркала. Из-за одномерности задачи возбуждается только одномерная волна (в отличие от [3]).

На поверхности $z=0$ должны выполняться условия:

$$\frac{\partial T'}{\partial z} (z=0, t) = 0, \quad (3)$$

Рис. 1. Теоретически рассчитанные зависимости смещения тыльной стороны зеркала от времени для прямоугольного (1), треугольного (2) и δ -образного (3) лазерных импульсов



$$\frac{\partial u}{\partial z} (z=0, t) = \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_t^2}{c_l^2}\right) \beta T', \quad (4)$$

имеющие смысл отсутствия теплового потока в окружающем пространстве и напряжений на границе металла. Это соответствует зеркалу, помещенному в газовую среду. Оценки показывают, что давление света на поверхность можно не учитывать: оно много меньше температурных напряжений для всех практически возможных длительностей лазерных импульсов и коэффициентов отражения.

Для металлов глубина проникновения света мала по сравнению с глубиной диффузии тепла за время длительности лазерного импульса:

$$\alpha \sqrt{\chi \tau_d} \gg 1. \quad (5)$$

Это соотношение выполняется для $\tau_d > 0,1$ нс. В приближении поверхностного поглощения (5) решение задачи (1) — (4) (смещение в акустической волне) имеет вид

$$u\left(\tau = t - \frac{z}{c_l}\right) = \frac{(1-R) \beta I_0 \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_t^2}{c_l^2}\right)}{\rho c_v} \int_0^\infty \sqrt{\frac{\chi}{\pi c_l^2 \xi}} f(\tau - \xi) d\xi. \quad (6)$$

Максимум смещения существенно зависит от длительности и формы лазерного импульса. На рис. 1 приведены рассчитанные по (6) профили смещения для трех лазерных импульсов: прямоугольного, треугольного и δ -образного. Однако при $\tau/\tau_d \gg 1$ зависимость смещения от времени носит универсальный (не зависящий от формы лазерного импульса) характер:

$$u(\tau) = \frac{(1-R) E_0 \beta}{\rho c_v} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_t^2}{c_l^2}\right) \sqrt{\frac{\chi}{\pi c_l^2 \tau}}, \quad (7)$$

где $E_0 = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt$ — поверхностная плотность падающей на зеркало энергии. Асимптотика (7) приведена на рис. 1. Уже при $\tau > 5\tau_d$ отличие асимптотики от точного решения не больше 5%. Поэтому очевидно, что для измерений целесообразно использовать именно этот режим: $\tau/\tau_d \gg 1$.

Таким образом, смещение в акустической волне пропорционально поверхностной плотности поглощенной энергии $(1-R)E_0$. Следовательно, зная $1-R$ или E_0 и измеряя смещение, можно определить вторую величину, т. е. при известном коэффициенте отражения зеркала можно измерять плотность падающей энергии, и наоборот.

3. Описание экспериментальной установки

Работоспособность предлагаемой методики проверялась на установке, схема которой приведена на рис. 2. В качестве источника световых импульсов использовался ТЕ CO_2 -лазер 1 (1,5 атм) с сечением пучка 2×2 см, длительность импульса составляла 0,2 мкс.

Излучение направлялось на зеркало, расположенное почти перпендикулярно лучу; отраженная энергия измерялась калориметром ИМО-2Н 2. Смещение тыльной поверхности зеркала регистрировалось цилиндрическим пьезоэлементом диаметром 20 и высотой $h=18$ мм. Электрический сигнал наблюдался с помощью запоминающего осциллографа типа С8-12 (3). Запуск развертки осциллографа осуществлялся задержанным в генераторе Г5-54 (5) импульсом поджига разряда лазера с блока запуска и синхронизации 4.

Пьезоэлемент работал в разомкнутом режиме, поэтому в течение времени распространения продольной волны по элементу $h/c_v \approx 4,2$ мкс (с момента $d/c_l \approx 2$ мкс прихода

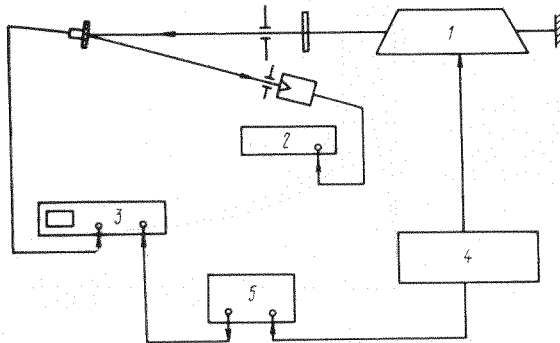


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

волны смещения на тыльную поверхность зеркала) напряжение на нем было пропорционально смещению поверхности. С учетом отражения волны от границы зеркало — пьезоэлемент выходной сигнал имеет следующий вид:

$$u(\tau) = \frac{2}{1 + \rho_k c_k / \rho c_l} k \frac{\beta}{\rho c_v} \left(1 - \frac{4}{3} \frac{c_l^2}{c_t^2} \right) \sqrt{\frac{\chi}{\pi c_l^2 \tau}} (1 - R) E_0. \quad (8)$$

Это выражение будет справедливо при $\tau/\tau_{\text{д}} > 5$, т. е. при $\tau > 1$ мкс. Здесь k — чувствительность пьезоэлемента по смещению; $\rho_k = 7,46$ г/см³ — плотность керамики; $c_k = 4,19$ км/с — скорость продольных волн в ней. Формула (8) была основной в расчетах.

Напряжение на пьезоэлементе измерялось осциллографически с задержкой $\sim 2,5$ мкс после прихода акустического сигнала на тыльную поверхность зеркала. Быстрая часть смещения длительностью порядка $\tau_{\text{д}} \approx 0,2$ мкс акустической системой не обрабатывалась (скорее всего, из-за непараллельности поверхностей зеркал и конечности размеров приемника). Луч лазера полностью перекрывал апертуру приемника; поэтому можно считать, что его сигнал пропорционален плотности поглощенной энергии (калориметр измерял фактически плотность отраженной энергии, поскольку перед его входом луч диафрагмировался). В общем случае, когда апертура приемника больше размеров луча, его сигнал пропорционален падающей в нее энергии.

4. Результаты экспериментов

В экспериментах была проверена пропорциональность акустического сигнала поглощенной плотности энергии $(1-R)E_0$. Эксперименты проводились с двумя мед-

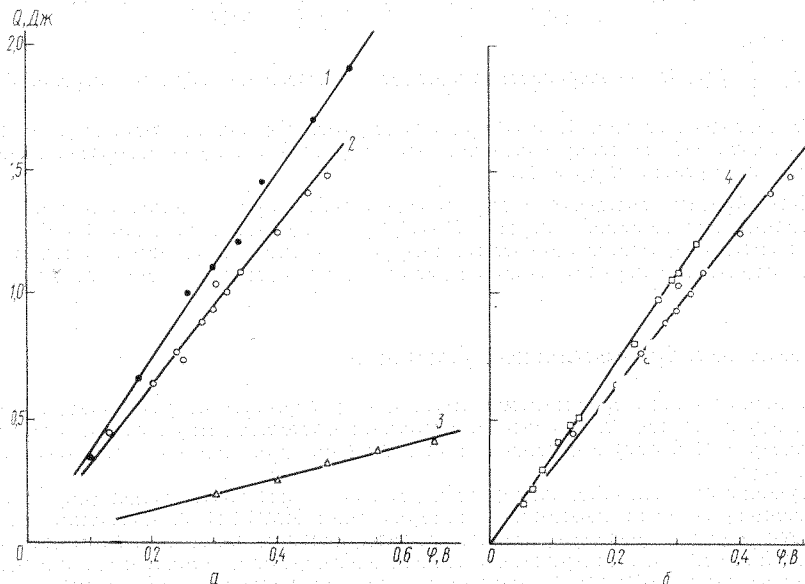


Рис. 3. Зависимость амплитуды напряжения на датчике от падающей на зеркало лазерной энергии для золотого, напыленного на стекле (1), медного с $R_2 = 98,5\%$ (2); дюралюминиевого с $R_3 = 91,1\%$ (3) и медного с $R_4 = 98,7\%$ (■) зеркала; прямая 4 — расчет для медного зеркала с $R_4 = 98,7\%$

ными (коэффициенты отражения 98,5 и 98,7%), дюралевым ($R=91\%$) и золотым, напыленным на стеклянную подложку зеркалами. Во всех этих случаях оптоакустический сигнал был пропорционален плотности энергии лазерного излучения (рис. 3). Измеренные чувствительности системы k_R по отраженной энергии приведены в таблице. Чувствительность пропорциональна отношению $(1-R)/R$, поэтому для дюралевого зеркала k_R существенно больше чувствительности системы с другими зеркалами (в дюралевом зеркале поглощается существенно большая доля падающей энергии). Таким образом, линейность использованной методики сохраняется вплоть до плотностей падающей энергии в несколько джоулей на квадратный сантиметр.

Пропорциональность акустического сигнала коэффициенту $(1-R)/R$ следует из сравнения чувствительностей систем с медными зеркалами с различными коэффициентами отражения. Для них комбинация $Rk_R/(1-R)$ с точностью не хуже 4% одинакова. Из этих измерений может быть определена чувствительность системы регистрации по смещению: она оказалась равной $k=(3,3\pm 0,2)\cdot 10^{-7}$ В/м. Таким образом, становится возможным оптоакустическое измерение коэффициентов отражения зеркал. В частности, расчет по формуле (8) с указанной выше чувствительностью дает для дюралевого зеркала коэффициент отражения $R=90\pm 1\%$, что совпадает в пределах ошибки с измерениями традиционным методом.

| Зеркало | $k_R \cdot 10^5$, В·м ² /Дж |
|---------------------------------|--|
| Медное, $R_1=98,7\%$ | $4,25\pm 0,14$ |
| Медное, $R_2=98,5\%$ | $4,94\pm 0,18$ |
| Дюралюминиевое, $R_3=91,1\%$ | $23,4\pm 1,2$ |
| Золотое | $4,17\pm 0,22$ |

5. Выводы

Экспериментальные данные позволяют утверждать, что предлагаемая методика может оказаться полезной как для измерения коэффициентов отражения зеркал (особенно близких к единице), так и для невозмущающего измерения энергии лазерных импульсов и ее распределения по сечению луча. Метод, по-видимому, наиболее ценен для мощных световых импульсов наносекундного и субнаносекундного диапазонов и широких световых пучков. В этом состоит отличие от метода, изложенного в [3], который в принципе не применим для широких пучков. Реально геометрия волны будет оставаться плоской вплоть до размеров луча $a > (c\tau_d h)^{1/2}$, что по порядку величины составляет 2—3 мм для $\tau_d=0,1$ мкс и $h=1$ см. В заключение хотелось бы отметить однозначность и простоту интерпретации результатов измерений, получаемых описанным методом.

1. Л. М. Лямшев, Л. В. Седов. *Акуст. журн.*, 27, 5 (1981).
2. С. К. N. Patel, A. C. Tam. *Rev. Mod. Phys.*, 53, 517 (1981).
3. С. В. Scruby, R. I. Dewhurst, D. A. Hutchins, S. B. Palmer. *J. Appl., Phys.*, 51, 6210 (1980).
4. А. Н. Бондаренко, В. К. Вологдин, А. И. Кондратьев. *Акуст. журн.*, 26, 828 (1980).
5. В. Новацкий. Теория упругости. — М.: Мир, 1975, с. 872.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
9 января 1985 г.

A. A. Karabutov, V. T. Platonenko, V. A. Churyna.
An Optico-Acoustic Method for Nondisturbing Measurement of the Laser Pulse Energy and Control of Mirror Parameters.

An optico-acoustic method is suggested for nondisturbing measurement of the light pulse energy and for control of the mirror surface quality by means of recording the amplitude of displacement at the rear side of the mirror which reflects the laser radiation. A theoretical substantiation of the method is given. Its experimental check has been made for mirrors made of three different materials. The use of the method in high-power laser systems and for control of quality of mirror surfaces with the high reflection coefficient is considered to be the most useful.

Г. Г. Гладуш, А. Н. Явохин

НЕРАВНОВЕСНЫЙ МЕХАНИЗМ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ ВБЛИЗИ ТУГОПЛАВКОЙ МИШЕНИ

Аналитически и численно исследуется «стационарный» оптический пробой (ОП) в инертных газах вблизи тугоплавких металлов, облучаемых непрерывным CO_2 -лазером. Рассматриваются температуры поверхности, при которых в смеси газа и паров металла отсутствует ионизационное равновесие, а функция распределения электронов отлична от максвелловской (для вольфрама $3,5 < T_m \leq 4,5$ кК). В предлагаемой модели ОП учитывается как прямая ионизация, так и ступенчатая, связанная с возбуждением метастабильных уровней в газе и парах металла. Получено аналитически условие пробоя для случая плоской геометрии в системе. Показано, что пороговая плотность мощности зависит от теплоты испарения иона металла с поверхности. Для светового конуса численно рассчитан порог ОП в Ag вблизи вольфрамовой мишени.

В работе теоретически исследуется наблюдавшееся ранее [1] возникновение плазмы вблизи поверхности тугоплавкой металлической мишени, окруженной инертным газом, при воздействии на нее непрерывного излучения CO_2 -лазера. Рассмотрим «стационарный» оптический пробой (ОП), основной характеристикой которого является порог по плотности мощности в световом пятне на мишени q_b . Изучение порогов ОП газов вблизи тугоплавких металлов, когда мишень нагрета до температуры, близкой, но не превышающей температуру кипения T_p материала, проводилось ранее в [2]. При этом использовалась тепловая модель ОП, в которой рассматривается баланс тепла электронов и атомов, причем плотность плазмы при столь высокой температуре мишени ($T_m > 5$ кК) полагается термодинамически равновесной.

При $T_m \approx 5$ кК становится существенным отклонение от равновесия. Прежде всего сказываются потери плазмы за счет диффузии, что приводит к необходимости рассматривать баланс в плазме как тепла, так и частиц [3, 4]. Наконец, при еще более низких температурах мишени ($3,5 \leq T_m \leq 4,5$ кК) плотность плазмы столь мала, что неравновесной оказывается и функция распределения электронов. В данной работе изучается именно этот случай. Как показывают оценки, функция распределения электронов в наших условиях определяется локальным электрическим полем и не зависит явно от координат. Это позволяет исследовать плазму с помощью описания лишь баланса заряженных частиц вблизи поверхности и не рассматривать баланс тепла. Кроме прямой ионизации учитывается также ступенчатая, связанная с возбуждением электронных уровней газа и паров металла. Наибольшую роль при этом играют атомы, возбужденные на долгоживущие метастабильные уровни (например, для Ag это уровни 11,6 и 13,1 эВ). Для простоты мы не будем учитывать различия между атомами, возбужденными на различные уровни. Тогда соответствующие коэффициенты возбуждения и ионизации будут суммироваться и зависеть от плотности паров металла N_m .

При $3,5 \leq T_m \leq 4,5$ кК плотность паров тугоплавких металлов невелика (для вольфрама, например, $N_m/N < 10^{-2}$.) Однако эта малая примесь к газу может существенно влиять на скорости возбуждения и ионизации (особенно при малых q). Расчеты коэффициентов скорости этих процессов выполнены для наших условий И. В. Кочетовым по методике, изложенной в [5]. Они показали, что различие в коэффициентах ионизации с возбужденных уровней в примеси и газе (Ag) невелико. Поэтому будем полагать эти коэффициенты одинаковыми. В соответствии со сказанным выше баланс плотности возбужденных атомов и плазмы в облучаемой зоне описывается следующей системой уравнений:

$$-\nabla(D_* \nabla N^*) = k^* N N_e - k_r N^* N_e, \quad (1)$$

$$-\nabla(D_a \nabla N_e) = k_i N N_e + k_i^* N^* N_e. \quad (2)$$

Здесь N_e и N^* — плотности электронов и возбужденных атомов; D_* и D_a — коэффициенты диффузии возбужденных атомов и амбиполярной диффузии электронов; k^* , k_r , k_i , k_i^* — константы скоростей возбуждения и релаксации этих возбуждений, прямой ионизации и ионизации с возбужденного уровня. Концентрацию возбужденных атомов на поверхности (соответствующие величины ниже отмечаются нулевым индексом) и вдали от мишени полагаем равной нулю:

$$N_0^* = 0, \quad N^*(\infty) = N_e(\infty) = 0. \quad (3)$$

Поверхностная плотность электронов N_{e0} определяется из условий [6]

$$j_s - (N_{e0} \bar{v}_i / 4) \exp(-\Delta\varphi / kT_m) = -D_a (\nabla N_e)_0, \\ j_e = j_r \exp(-\Delta\varphi / kT_m) - N_{e0} \bar{v}_e / 2, \quad (4)$$