

ЛИТЕРАТУРА

1. Климкин В. Ф., Папырин А. И., Солоухин Р. И. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Ascoli-Bartoli U. Plasma diagnostics based on refractivity.— In: Plasma Physics. Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1965.
3. Sklizkov G. V. Lasers in high-speed photography.— In: Laser Handbook. Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1972.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.
5. Климкин В. Ф., Пономаренко А. Г. Исследование импульсного электрического пробоя жидкостей с помощью оптической интерферометрии.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 9.
6. Климкин В. Ф., Пикалов В. В. О возможностях микроинтерферометрии при исследовании нестационарных процессов.— ПМТФ, 1979, № 3.

Поступила 25/1 1984 г.

УДК 539.193

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПО СКОРОСТЯМ

С. Г. Миронов, А. И. Седельников

(Новосибирск)

1. В последние годы для проведения молекулярно-пучковых измерений в качестве детекторов начали использоваться тепловые приемники (болометры [1—6], пироэлектрики [7, 8]). При этом регистрируемой величиной является поток тепловой энергии, выделяющейся в результате взаимодействия молекул пучка с поверхностью чувствительного элемента приемника. Современные тепловые приемники обладают высокой чувствительностью к малым потокам молекул (до 10^{12} молекул/(м²·с) [1]) при достаточно малой инерционности (время тепловой релаксации менее 10^{-4} с [1, 5]). Особенно полезными такие приемники могут оказаться при детектировании молекул с возбужденными внутренними степенями свободы в области энергий возбуждения до 1 эВ, где не работают устройства, основанные на эффекте Оже-эмиссии электронов. При этом появляется возможность исследовать процессы возбуждения и релаксации внутренней энергии молекул [4—6, 8].

Включение теплового приемника в время-пролетную схему измерений [9, 10] позволит получить информацию о влиянии релаксации внутренней энергии на их кинетическую энергию без дополнительного усложнения экспериментального оборудования. В случае фотовозбуждения молекул лазерным излучением [4, 8] появляется возможность заменить механический модулятор время-пролетной схемы генератором коротких лазерных импульсов.

В [5] описано применение болометра в качестве детектора в время-пролетной схеме измерений и представлено соотношение, устанавливающее связь между функцией распределения скоростей молекул и временной зависимостью приращения температуры чувствительного элемента болометра. При этом использован ряд упрощающих предположений.

В данной работе в более общей постановке получено интегральное уравнение, связывающее распределение молекул по скоростям и электрический сигнал, снимаемый на выходе теплового приемника (болометра, пироэлектрика). Уравнение приведено в виде, удобном для использования современных методов решения задач интерпретации экспериментальных данных.

2. Как показано в [3], поток энергии на единицу поверхности чувствительного элемента теплового приемника определяется выражением

$$(2.1) \quad W = J[\kappa(E_c + E_B - E_S) + (1 - \kappa)\xi(E_c - E_e)],$$

причем $E_c = mv^2/2 + E_i$, где J — плотность потока молекул; m , v и E_i — соответственно масса, скорость и внутренняя энергия молекул; κ — коэффициент захвата; E_B — энергия сублимации; E_e — энергия молекул в состоянии теплового равновесия с поверхностью; ξ — коэффициент аккомодации; E_S — энергия молекул в твердой фазе конденсата на поверхности.

При использовании глубокоохлаждаемых и сверхпроводящих болометров в [1—6] для большинства газов выражение (2.1) существенно упрощается в силу того, что с достаточно высокой точностью $\kappa = 1$ и $E_S \ll E_c$.

В этом случае (2.1) может быть аппроксимировано выражением

$$(2.2) \quad W = J(E_c + E_B).$$

Случай, когда $E_i \geq E_B$ и за счет выделения внутренней энергии $\kappa \neq 1$, $\xi \neq 1$, в данной работе не рассматривается.

В настоящее время в практику измерения тепловых потоков внедряются пирозлектрические приемники [7, 8]. Главным их преимуществом по сравнению с болометрами является простота эксплуатации, обусловленная отсутствием необходимости в оборудовании для получения низких температур. Выражение (2.1) применительно к пирозлектрическим приемникам (работающим при комнатной температуре) упрощается и может быть представлено в виде

$$(2.3) \quad W = J\xi(E_c - E_e).$$

Выражением (2.3) может быть также аппроксимирован тепловой поток на поверхность глубокоохлаждаемого болометра при детектировании молекулярного пучка He, слабо конденсирующегося при температуре жидкого гелия.

3. Ниже приведен вывод уравнения, связывающего функцию распределения скоростей молекул и регистрируемый сигнал время-пролетной установки с тепловым приемником в качестве основного детектора. При выводе соотношения, определяющего поток тепловой энергии $W(t)$, передаваемой молекулами пучка поверхности приемника, воспользуемся результатами [11]. Можно показать, что для случаев, характеризующихся соотношениями (2.2) и (2.3), имеет место выражение

$$(3.1) \quad W(t) = \beta S \int_0^{\theta} \left[\frac{mL^2}{2(t-\tau)^2} + Q \right] \psi(L, t, \tau) \frac{L}{(t-\tau)} d\tau,$$

где $[0, \theta]$ — интервал времени пропускания молекулярного пучка через прерыватель ($t > 0$), причем [11]

$$(3.2) \quad \psi(L, t, \tau) = A(\tau) \frac{L}{(t-\tau)^2} F\left(\frac{L}{t-\tau}\right),$$

где $A(\tau)$ — аппаратная функция прерывателя молекулярного пучка; L — расстояние от прерывателя до поверхности приемника; $F(v)$ — функция распределения скоростей молекул; S — площадь рабочей поверхности приемника. Для случая (2.2) $\beta = 1$, $Q = E_i + E_B$, для случая (2.3) $\beta = \xi$, $Q = E_i - E_e$. Величину коэффициента аккомодации ξ будем полагать не зависящей от скорости падающих на поверхность молекул, что в области низких энергий (10^{-3} – 10^{-1} эВ) подтверждается экспериментально для поверхностей, покрытых адсорбированным слоем.

В дальнейшем изложении ограничимся рассмотрением случаев, когда Q известно. В частности, это имеет место: 1) для пучков одноатомных газов, когда $E_i = 0$; 2) для молекулярных пучков газов, которым свойственно быстрое протекание процессов $V - R - T$ -релаксации (при формировании пучков в результате разгона газа газодинамическим методом величиной E_i можно пренебречь, так как $E_i \ll mv^2/2$); 3) для молекулярных пучков с медленным протеканием процессов $V - R - T$ -релаксации, когда E_i определяется параметрами газа в форкамере; 4) при лазерном возбуждении молекул, когда E_i определяется характеристиками возбуждающего излучения.

Что же касается величин E_B и E_e , то для выбранного газа они определяются температурой поверхности теплового приемника. Коэффициент β входит в (3.1) в виде множителя, и при нормировке измеряемых сигналов значение этой величины является несущественным.

Связь величины теплового потока, поступающего на чувствительный элемент приемника, и электрического сигнала, снимаемого на выходе измерительной схемы, зависит от типа приемника. Рассмотрим вначале тепловой приемник типа болометра [1–6].

Как следует из [12], связь между $W(t)$ и напряжением в цепи болометра $u(t)$ дается уравнением

$$(3.3) \quad cdu(t)/dt + G_e u(t) = \mu \varepsilon W(t),$$

где c , G_e и ε — соответственно теплоемкость, приведенная теплопроводность и поглощательная способность; μ — коэффициент пропорциональности.

Для случая пироэлектрического приемника теплового потока эта связь определяется из уравнения [7]

$$(3.4) \quad Cdu(t)/dt + u(t)/R = I(t),$$

причем

$$I(t) = \gamma \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\varepsilon}{c} \int_0^t \exp \left[-\frac{G}{c} (t - \tau) \right] W(\tau) d\tau \right\},$$

где γ — пироэлектрический коэффициент; G — коэффициент теплопередачи; C и R — приведенные величины емкости и сопротивления цепи.

Интегральным аналогом уравнений (3.3) и (3.4) является

$$(3.5) \quad \int_0^t K(t - \tau) W(\tau) d\tau = u(t),$$

причем для болометра

$$K(t) = \frac{\mu \varepsilon}{c} \exp \left(-\frac{G_e t}{c} \right),$$

а для пироэлектрического приемника

$$K(t) = K_1(t) - \int_0^t K_1(t - \tau) K_2(\tau) d\tau,$$

$$\text{где } K_1(t) = \frac{\varepsilon \gamma}{cC} \exp \left(-\frac{t}{RC} \right); \quad K_2(t) = \frac{G}{c} \exp \left(-\frac{Gt}{c} \right).$$

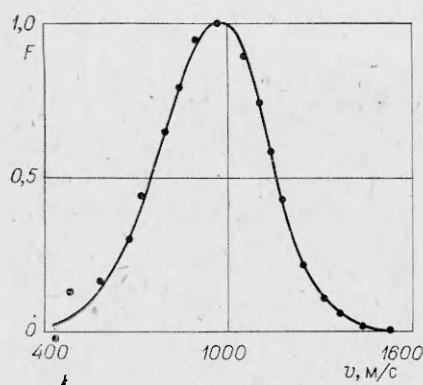
При пропускании сигнала, снимаемого с болометрического или пироэлектрического элемента через блок усилителя, возникает его искажение, обусловленное инерционностью аппаратуры. Этот эффект может быть учтен введением функции релаксации электронной схемы $g(t) = \exp(-t/\tau_e)/\tau_e$ [9], где τ_e — временная постоянная.

Для получения окончательного уравнения, связывающего функцию распределения $F(v)$ и сигнал $r(t)$, снимаемый на выходе системы регистрации, необходимо подставить (3.1) в (3.5) с учетом (3.2), а затем произвести свертку полученного выражения с функцией $g(t)$. В результате получается уравнение

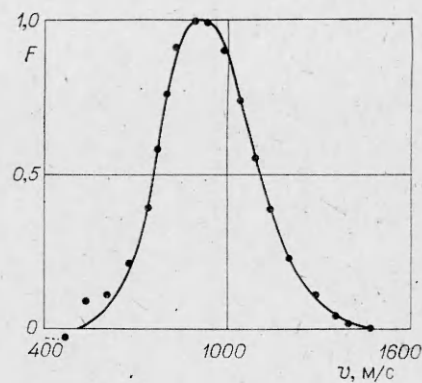
$$(3.6) \quad \frac{\beta S L^2}{\tau_e} \int_0^t \exp \left(-\frac{t - \theta}{\tau_e} \right) \int_0^\theta K(\theta - \eta) \int_0^\theta \frac{A(\tau)}{(\eta - \tau)^3} \left[\frac{m L^2}{2(\eta - \tau)^2} + Q \right] \times \\ \times F \left(\frac{L}{\eta - \tau} \right) d\theta d\eta d\tau = r(t).$$

Задача определения $F(v)$ по измеряемому в эксперименте сигналу $r(t)$ (содержащему компонент экспериментального шума) при известной величине τ_e и всех параметров, характеризующих измерительную систему, сводится к нахождению решения интегрального уравнения 1-го рода (3.6). Известно, что в классической постановке эта задача неустойчива к ошибкам сигнала $r(t)$. В настоящее время для решения таких задач широко используются методы регуляризации [13].

В данной работе исследована возможность решения уравнения (3.6) с помощью метода Тихонова [13]. Для этой цели использована модифика-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ция регуляризующего алгоритма [14], разработанного применительно к обработке время-пролетных экспериментальных данных, получаемых при измерении функции распределения скоростей молекул датчиком плотности.

На фиг. 1 представлены результаты применения алгоритма [14] к тестовым примерам. В качестве модельных распределений были использованы максвелловское распределение для аргона со средней скоростью 800 м/с и поступательной температурой 170 К (фиг. 1) и распределение, отличающееся от максвелловского, которое было получено в [14] (фиг. 2). На фиг. 1 и 2 эти распределения даны сплошными линиями. Точками приведены распределения, полученные в результате решения уравнения (3.6) методом регуляризации. Уровень исходной зашумленности сигнала составлял 2% от максимального значения. Аппаратная функция прерывателя $A(t)$ выбиралась в виде равнобокой трапеции [9, 10] с величиной средней линии, равной 0,1 мс. Значения параметров τ_e и L выбирались равными соответственно 0,02 мс и 1,06 м [14], а время тепловой релаксации болометра в соответствии с [5] равным 0,085 мс. Рассмотрен случай глубокогоохлаждаемого болометра, когда выполняется соотношение (2.2). При нулевом значении E_i величина E_B выбиралась из справочника теплофизических свойств веществ.

Таким образом, время-пролетный сигнал с тепловым приемником в качестве детектора молекулярного пучка является достаточно информативным для измерения распределения молекул по скоростям. Использование метода регуляризации [13] при обработке экспериментальных данных дает достаточно высокую точность вычисления этого распределения с некоторым снижением для молекул с малыми значениями скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gallinaro G., Roba G., Tatarek R. Molecular beam detection by fast superconducting bolometer. — J. Phys., 1978, vol. E11, N 7.
2. Востриков А. А., Миронов С. Г. и др. Измерение энергии кластеризованного молекулярного пучка охлаждаемым болометром. — ЖТФ, 1979, т. 49, № 12.
3. Saracchiolo G. S., Jannotta S. et al. Diffractive scattering of H atoms from 001 surface of LiF at 78 K. — J. Chem. Phys., 1980, vol. 72, N 8.
4. Coulter G. R., Grabiner F. R. et al. Laser pumping of SF_6 in the collisional region of a nozzle beam: bolometric detection of internal excitation. — J. Chem. Phys., 1980, vol. 73, N 1.
5. Cardillo M. J., Becker G. E., Kubak G. D. Granular aluminium superconducting bolometer as a molecular beam detector. — J. Vac. Sci. and Technol., 1980, vol. 17, N 1.
6. Востриков А. А., Миронов С. Г., Семячкин Б. Е. Исследование неравновесных процессов методом молекулярного пучка. — В кн.: Расчет тепло-массообмена в энергетических процессах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1982.
7. Кременчуцкий Л. С., Ройцина О. В. Пирозлектрические приемники излучения. Киев: Наук. думка, 1979.

8. Miller R. E. Infrared laser spectroscopy of molecular beams using a room-temperature beam detector: application to the study of translational freezing in free-jet expansions. — Rev. Sci. Instrum., 1982, vol. 53, N 11. Рус. пер. Лазерная ИК-спектроскопия молекулярных пучков при помощи детектора комнатной температуры: Применение для исследования замораживания поступательных степеней свободы в свободно расширяющихся струях. — ПНИ, 1983, № 11.
9. Young W. S. Distortion of time-of-flight signals. — Rev. Sci. Instrum., 1973, vol. 44, N 6. Рус. пер. Искажение время-пролетных сигналов. — ПНИ, 1973, № 6.
10. Зарвин А. Е. Время-пролетный метод измерения функций распределения скоростей молекул. — В кн.: Неравновесные процессы в потоках разреженного газа. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977.
11. Седельников А. И. Модельная задача восстановления функции распределения по время-пролетному сигналу. — В кн.: Некорректные обратные задачи атомной физики. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976.
12. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. М.: ИЛ, 1959.
13. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
14. Колосов А. В., Седельников А. И. Влияние параметров время-пролетной схемы на восстановление функции распределения молекулярных скоростей. — В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1976.

Поступила 22/II 1984 г.

УДК 533.9

ВТОРИЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ПРИ МГД-ОБТЕКАНИИ ПЛАСТИНЫ КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ С ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. И. Яковлев

(Новосибирск)

Широко известны результаты теоретических и экспериментальных исследований магнитогидродинамического обтекания тел в однородных внешних полях. Значительно менее исследованы задачи МГД-обтекания тел конечных размеров в электромагнитных полях, создаваемых источниками, находящимися внутри и на поверхности тела. Такие источники позволяют в большей степени управлять распределением электромагнитных объемных сил (ЭОС) в жидкости и видоизменять как гидродинамическую картину обтекания, так и величину гидродинамического сопротивления, как это видно из численных исследований [1—3], проведенных для случая умеренных чисел Рейнольдса.

Данная работа посвящена аналитическому исследованию вторичных течений, возникающих при обтекании плоской пластины конечной ширины с внутренним источником [4] для случая больших чисел Рейнольдса и малых параметров МГД-взаимодействия N . Построено точное решение для первого члена разложения рассматриваемого трехмерного поля течения по параметру N . С помощью полученного решения исследованы качественные особенности струи, формируемой в следе за пластиной, и условия, при которых вторичное течение близко к двумерному.

1. Для удобства изложения здесь вкратце напомним основные элементы рассматриваемой системы [4], представляющей пластину нулевой толщины, бесконечную по координате y и имеющую ширину a по оси x . Пластина обтекается потоком несжимаемой проводящей жидкости со скоростью $u_0 e_x$ на бесконечности вверх по потоку. Внутренний источник кондукционного типа состоит из магнитной системы в виде набора периодических токовых ячеек (поверхностных, расположенных в плоскости пластины)

$$(1.1) \quad i(x, y) = J_0 \left[i(x) e_x + \frac{i}{k_0} \frac{di}{dx} e_y \right] e^{ik_0 y}, \quad i(x) = \begin{cases} i_0(x) & \text{при } |x| \leq 1/2, \\ 0 & \text{при } |x| > 1/2 \end{cases}$$

$$(|i_0(x)|_{\max} = 1)$$

и идеально секционированных электродов с потенциалом, периодически ($\sim e^{ik_0 y}$) зависящим от y . Как видно из (1.1), магнитная система задается одной безразмерной функцией $i_0(x)$, которая считается вещественной, и безразмерным волновым числом k_0 (обезразмеривание производится по использованию a в качестве масштаба длины). Вид функции $i_0(x)$ и значение k_0 определяют характер токовых ячеек (схематически изображенных