

розова Е.А., Убайдуллаев С.А., Хабидуллаев П.К. - ДАН СССР, 1984, т. 279, в. 4, с. 871-876.

- [5] Бокштейн Б.С., Бокштейн С.З., Жуковичкий Л.А. Термодинамика и кинетика диффузии в твердых телах. М.: Металлургия, 1974. 280 с.
- [6] Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974. 463 с.
- [7] Алимов Д.Т., Журавский В.Л., Тюгай В.К., Хабидуллаев П.К. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т. 51, в. 6, с. 1170-1179.

Поступило в Редакцию  
27 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20 26 октября 1988 г.

## ЭФФЕКТ ФИЗО КАК СРЕДСТВО ИЗМЕРЕНИЯ ЦИРКУЛЯЦИИ СКОРОСТИ В СРЕДЕ

Б.Я. Зельдович, В.С. Политов

Современная гидро- и газодинамика решает большой круг вопросов, связанных с пространственными сложными течениями и их структурными исследованиями. Примером таких течений являются закрученные и вихревые потоки жидкостей и газов в определенных стесненных условиях (ядерные энергетические установки, камеры сгорания и др.) [1, 2]. В экспериментальных исследованиях подобных течений широко используются оптические методы, как весьма информативные и обеспечивающие возможности бесконтактных измерений. Однако при этом особенно остро стоит проблема невозможности измерений скорости и циркуляции скорости [3-5].

В настоящей заметке мы хотим обратить внимание на то, что для измерения скорости и ее циркуляции в оптически прозрачной среде можно использовать эффект Физо. Он состоит в том, что при распространении света по движущейся среде (например, жидкости в неподвижном сосуде) возникает поправка к длине волнового вектора света [6].

$$k = \frac{\omega_0}{c} n(\omega_0) - \frac{\omega}{c} \left[ n \frac{d(n\omega)}{d\omega} - 1 \right] \frac{(\vec{V} \vec{m})}{c}. \quad (1)$$

Здесь  $n(\omega)$  - показатель преломления,  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  - частота,  $c$  и  $\lambda$  - соответственно скорость и длина волны света в вакууме,  $\vec{m}$  - единичный вектор в направлении распространения света,  $\vec{V}$  - локальный вектор скорости среды. Если по среде с некоторым рас-

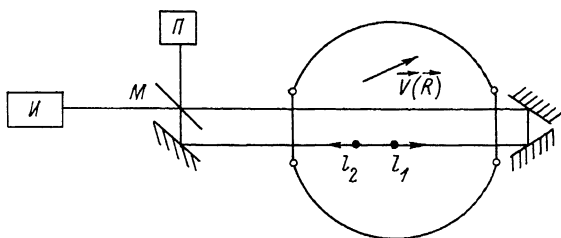


Схема измерения невязимной разности фаз двух встречных пучков, прошедших через сосуд с движущейся средой. И - источник света, П - приемник, М - светоделительный элемент.

пределением  $\vec{V}(\vec{R})$  пропустить два световых пучка по точно одинаковым путям навстречу друг другу (см. рисунок), то возникает невязимная разность фаз этих пучков:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2a \int \vec{V} d\vec{l}, \quad (2)$$

где  $a = b \frac{2\bar{n}}{c\lambda}$ ;  $b = n \frac{d(n\omega)}{d\omega} - 1$ .

Безразмерный множитель  $b$  для воды составляет порядка 0.4, для газов вдали от дисперсионных резонансов  $b \approx 2(n-1)$ .

Современные модуляционные схемы позволяют измерить невязимную разность фаз на уровне  $\Delta\varphi \sim 10^{-6}$  рад. Такие схемы уже хорошо отработаны для родственной задачи измерения невязимной фазы за счет эффекта Саньяка в волоконно-оптических гироскопах. Очень важно, что случайные уходы самих фаз за счет разнообразных вариаций показателя преломления среды и геометрических параметров схемы дают в точности одинаковые вклады в  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , поэтому при измерении  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  полностью компенсируются. Таким образом, принимая  $\Delta\varphi \sim 10^{-6}$  рад,  $\lambda \approx 0.4 \cdot 10^{-6}$  м, мы получаем оценки чувствительности по отношению к величине циркуляции скорости:

$$\delta(\int \vec{V} d\vec{l}) \sim 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (вода)}, \quad \delta(\int \vec{V} d\vec{l}) \sim \frac{5 \cdot 10^{-2}}{n-1} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (газ)}.$$

Для осуществления интерференционных измерений со столь высокой точностью требуется очень хорошее согласование волновых фронтов интерферирующих полей. На первый взгляд это предъявляет чрезмерные требования к оптическому качеству всего светового тракта. Если в одном из плеч применить устойчиво, обращающее волновой фронт оптического излучения [7], то поперечные искажения, набранные на прямом проходе, на обратном пути будут скомпенсированы, а невязимная разность фаз выделится явно.

Оценим теперь возможности усиления эффекта за счет внесения в среду резонансной примеси. Примем частотные зависимости показателя преломления  $n(\omega)$  и согласованного с ним коэффициента

поглощения  $\alpha(\omega)$  ( $\text{м}^{-1}$  по интенсивности) вблизи резонансной линии с шириной  $\gamma'$  в виде

$$n(\omega) = n_0 + \frac{\alpha_m c \gamma'}{4\omega_0} \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 - (\gamma'/2)^2},$$

$$\alpha(\omega) = \alpha_m \left[ 1 + \frac{4(\omega_0 - \omega)^2}{\gamma'^2} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Тогда, учитывая лишь резонансный вклад в коэффициент  $\delta$  из (2), в крыле линии при  $|(\omega - \omega_0)| \geq \gamma'$  получим

$$\psi_1 - \psi_2 \approx \left( \frac{1}{L} \int \sqrt{V} d\vec{l} \right) \frac{L \alpha(\omega)}{2\bar{u}c} \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (4)$$

где  $L$  — длина пути света по среде;  $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \gamma'}{2\pi c}$  — ширина линии, выраженная в единицах полосы длин волн. Принимая снова  $\psi_1 - \psi_2 \sim 10^{-6}$  рад,  $\alpha(\omega)L \leq 1$  (умеренное поглощение) и  $\lambda/\Delta\lambda \approx 10^{-4}$ , получим оценку чувствительности  $L^{-1} \int \sqrt{V} d\vec{l} \sim 0.2$  м/с.

Возможно также измерение невязимой разности фаз звуковых пучков в аналогичной схеме. Здесь в пренебрежении зависимостью скорости звука от частоты

$$\Delta\psi = \int \sqrt{V} d\vec{l}, \quad 2a = \frac{4\pi f}{c_1^2}, \quad (5)$$

где  $f = \frac{c_1}{\lambda}$  — частота звука,  $c_1$  — его скорость.

Принимая для воды  $c_1 = 1, 10^3$  м/с,  $f = 10$  МГц,  $\frac{\lambda}{2\pi} = 2 \cdot 10^{-5}$  м и для амплитудного коэффициента затухания  $\frac{\alpha}{2} = (23 \cdot 10^{-17} f^2) \text{ см}^{-1} 2.3 \text{ м}^{-1}$  [8], получим  $2a = 0.75 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ , так что  $\Delta\psi \sim 10^{-4}$  рад уже при значении  $\int \sqrt{V} d\vec{l} \sim 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ . И здесь схема, использующая обращение волнового фронта звука, может быть использована для компенсации неоднородностей преломления звуковой волны.

Для газов затухания звука зависит от давления  $P$  по закону  $\alpha \sim P^{-1}$ . Так, для воздуха при  $P \approx 10^6$  Па,  $f = 10^6$  Гц,  $\lambda/2\pi = 5 \cdot 10^{-5}$  м,  $c_1 = 3.3 \cdot 10^2$  м/с,  $\alpha/2 = 0.00017 \text{ м}^{-1}$  и коэффициент  $2a \approx 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Хотя на пути экспериментальной реализации предполагаемых методов может встретиться ряд трудностей технического характера, отметим еще раз основное их достоинство — отсутствие возмущающих воздействий на само течение среды.

- [1] Каменьщиков Ф.Т., Решетов В.А., Рябов А.Н. и др. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификации теплообмена в ЯЗУ. М.: Энергоиздат, 1984. 174 с.
- [2] Горшенин В.Ф., Зайковский В.Н., Зауличный Е.Г., Политов В.С. Экспериментальное исследование газодинамики высокоскоростных вихревых камер. Пристенные струйные течения. Новосибирск: Наука, 1984, с. 59-65.
- [3] Зуев В.Е. Аппаратура и методика дистанционного зондирования параметров атмосферы. Новосибирск: Наука, 1980.
- [4] Логвинович Г.В., Буйвол В.Н., Дудко Л.С. и др. Течение со свободными поверхностями. Киев: Наукова думка, 1985. 295 с.
- [5] Wallace S.A. - *Experimental Fluids*, 1986, v. 4, p. 61.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.Н. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 623 с.
- [7] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
- [8] Ультразвук: маленькая энциклопедия. М.: С.Э., 1979.

Поступило в Редакцию  
12 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

### СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ

П.Ф. Зильберман, П.А. Савинцев

Известно, что фазовые и химические превращения могут сопровождаться возникновением электромагнитного излучения, носящего импульсный характер [1-3]. Возможно также наблюдение радиочастотного излучения продуктами химических реакций за счет когерентных магнитно-дипольных переходов между зеemanовскими уровнями, неравномерная населенность которых создается химической реакцией [4]. При этом основным параметром, изучаемым в этих работах, являлась интенсивность данного излучения. Регистрация же спектров данного излучения содержит гораздо более обширную информацию по происходящим там процессам. Для регистрации последних использовалась методика описанная в [5]. Исследования проводились на системах  $NaCl-MoO_3$ ,  $KCl-MoO_3$ ,  $MgO-MoO_3$ ,