

УДК 532.5

**Ю. И. Анисимов, В. А. Лашков, И. Ч. Машек**

*(Санкт-Петербург)*

**СПОНТАННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАММА – БРИЛЛЮЭНА  
В ЛАЗЕРНОЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ  
ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ**

Проведены исследования возможностей наблюдения доплеровски сдвинутого спектра спонтанного рассеяния Мандельштамма – Бриллюэна в разреженной сверхзвуковой струе молекулярного азота. Доплеровский сдвиг частоты и тонкая структура спектра рассеяния лазерного света исследованы с помощью светосильного сферического интерферометра Фабри – Перо при мощности используемого лазера всего лишь 50 мВт. При всех ограничениях, накладываемых применяемым методом измерения на телесный угол сбора рассеянного излучения, достигнутое в эксперименте соотношение сигнал/шум позволяет получить хорошее совпадение расчетных и измеренных значений для поступательной скорости потока, его температуры и местной скорости звука.

Лазерное доплеровское измерение скоростей потоков чистого газа, т. е. потоков, в которых отсутствуют макроскопические рассеиватели, может быть осуществлено только методами прямого оптического спектрального анализа частотных сдвигов рассеянного в потоке излучения и представляет собой значительные трудности в первую очередь вследствие малости сечения рассеяния молекул газа.

Как известно, в не очень разреженных газах (при выполнении гидродинамического приближения) и при наблюдении рассеяния под небольшими углами спектр рассеяния имеет тонкую структуру (не смещенную по частоте при покоящемся газе), которая состоит из центральной линии, соответствующей собственно рассеянию Рэлея, и двух боковых линий, соответствующих рассеянию Мандельштамма – Бриллюэна, в дальнейшем МБ-рассеянию [1]. Частотное расстояние между МБ-компонентами тонкой структуры линии рассеяния определяется температурой газа, его плотностью и условиями наблюдения [2, 3]. Линии МБ-рассеяния сдвинуты относительно центральной на величину доплеровского сдвига, определяемую скоростью гиперзвуковых волн, ширина этих компонент зависит от величины затухания гиперзвука в газе при данных условиях. Непосредственная связь этих величин с газодинамическими характеристиками в исследуемой точке потока дает основания полагать, что исследование сверхтонкой структуры рассеяния в чисто газовых потоках не только может дать информацию о поступательной скорости газа, его местной скорости звука и температуре, но и позволит оценивать параметры потока в областях, где происходят интенсивные релаксационные процессы (например, скачки уплотнения).

Трудности наблюдения за доплеровски смещенными спектрами тонкой структуры рассеяния в высокоскоростных потоках чистого газа обусловлены

не только малой величиной рассеяния в потоке, но и существенными ограничениями, накладываемыми доплеровскими методами на величину телесного угла сбора рассеянного излучения. Как правило, для исследования формы спектров тонкой структуры молекулярного рассеяния в неподвижных изотропных газах рассеянный в исследуемом объеме свет собирается в пределах кольцевой конической апертуры. Образующая ее представляет собой совокупность направлений, для которых частотный сдвиг боковых компонент тонкой структуры рассеяния постоянен [2, 3]. Таким образом анализируется практически весь свет, имеющий одинаковую структуру линии рассеяния. При проведении экспериментов в потоках газа использование подобной приемной апертуры невозможно по причине совершенно недопустимого уширения регистрируемого спектра.

Зависимость мощности на выходе спектрального прибора от частоты его настройки, являющейся мерой доплеровского сдвига, в общем виде может быть представлена как

$$SP_s(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} dP_s(\tau, r, \phi, \Delta(r, \phi)) \frac{r}{r^2 + l^2} dr d\phi, \quad (1)$$

где  $\Delta(r, \phi)$  – величина доплеровского сдвига частоты света, рассеянного в точку приемной апертуры с координатами  $r$  и  $\phi$ ;  $l$  – расстояние от точки рассеяния до центра приемной апертуры радиусом  $r_0$ . Величина  $dP_s(\tau, r, \phi, \Delta(r, \phi))$  определяется сверткой аппаратной функции спектрального прибора  $T_{sp}(\nu)$ , спектра времяпролетного уширения  $T_l(\nu)$  и спектральной плотности дифференциального сечения рассеяния исследуемого газа  $dS_l(\nu)$ :

$$dP_s = \frac{P_0}{dS_b} \int_{-\infty}^{\infty} dS_l(\tau - \nu - \Delta(r, \phi)) \int_{-\infty}^{\infty} T_{sp}(\nu - \delta) T_l(\delta - \Delta(r, \phi)) d\delta d\nu, \quad (2)$$

где  $P_0$  – мощность лазерного пучка в области измерения;  $dS_b$  – поперечное сечение пучка. Существующие в настоящее время методы расчета величины  $dS_l(\nu)$  основаны на моделях, достаточно подробно представленных в [4, 5] и связывающих микроскопические параметры покоящегося термодинамически равновесного газа с макроскопическими параметрами, ответственными за формирование спектра рассеяния. Применимость указанных моделей к пространственно неоднородным потокам движущегося газа, по нашему мнению, проблематична, что является еще одной причиной, определяющей большой интерес, который могут представлять экспериментальные исследования тонкой структуры молекулярного рассеяния в быстродвижущихся неравновесных газовых средах.

Выражения (1) и (2) являются основными интегральными уравнениями метода, решение которых позволяет в общем случае получить истинный спектр рассеяния. Для оценки искажений, вносимых в наблюдаемый спектр измерительной аппаратурой, может быть введена величина

$$Apf(\nu) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} \int_{-\infty}^{\infty} T_{sp}(\nu - \delta) T_l(\delta - \Delta(r, \phi)) d\delta dr d\phi. \quad (3)$$

Выражение (3) описывает аппаратную функцию лазерного доплеровского измерителя скорости с прямым спектральным анализом рассеянного излучения, имеющего круглую приемную апертуру. Замена в (3) пределов интегрирования на выражения, связанные с функциями, описывающими форму приемной апертуры, позволяет рассчитать аппаратную функцию прибора, имеющего входную апертурную диафрагму произвольной формы. Величина  $Apf(v)$  характеризует долю собираемого измерительной аппаратурой рассеянного света и определяет степень уширения регистрируемого спектра за счет формы, размеров и расположения приемной апертуры при условии изотропного характера рассеяния в исследуемой точке потока и спектральной плотности рассеянного света, определяемой только лишь конечностью времени пролета молекул газа через измерительный объем. Для увеличения количества собираемого света и уменьшения апертурных уширений в случае мононаправленных потоков очевидное решение – выбор формы приемной апертуры, определяемой линиями равного доплеровского сдвига частоты. Нетрудно показать, что геометрическим местом точек, принадлежащих плоской входной апертуре и имеющих одинаковые доплеровские сдвиги, является парабола. Радиус кривизны параболы в окрестностях центра апертуры при всех практически значимых величинах углов рассеяния и расстояний до точки рассеяния настолько велик, что без заметной потери в точности интегрирование можно производить в пределах прямоугольной щели, высота которой перпендикулярна плоскости рассеяния.

В качестве экспериментального объекта использовалась сверхзвуковая струя чистого азота, получаемая при расширении в откачиваемый объем. Для измерений применялось сверхзвуковое коническое сопло с диаметром критического сечения 5,65 мм и диаметром выходного потока 7,4 мм. Расчетное значение числа Маха для данного сопла  $M = 2,015$ . Газообразный азот получался путем испарения из жидкого состояния, с последующим его нагревом. Давление газа в форкамере 736 Торр, температура 300 К. Исследуемая область потока находилась на расстоянии одного калибра от среза сопла. Давление в откачиваемом объеме составляло 88 Торр, что привело к небольшой нерасчетности полученной струи, учет которой при вычислении осевой скорости потока дал величину поступательной скорости газа в точке измерения, равную 573,7 м/с, а расчетную температуру – 141,6 К. Расход газа составлял около 4,5 г/с. Одночастотный аргоновый лазер, генерирующий на длине волны 488 нм, имеющий стабильность частоты около 5 МГц за время измерения спектра и выходную мощность 50 мВт, освещал исследуемую область потока перпендикулярно его оси. Размер наблюдаемой области приблизительно определялся как  $0,5 \times 0,5 \times 1,0$  мм. Сбор рассеянного излучения осуществлялся под углом  $16^\circ$  к падающему излучению в пределах прямоугольной входной апертуры шириной 4 мм и высотой 34 мм, находящейся на расстоянии 150 мм от точки рассеяния. Анализ частотного состава рассеянного излучения производился с помощью светосильного конфокального интерферометра Фабри – Перо, реализованного на основе реальных зеркал, имеющих преобладающую абберацию типа астигматизма. Методы исследования и коррекции аппаратной функции реального сферического интерферометра, описанные в [6, 7], позволили не только выявить преобладающий тип дефектов зеркал, но и частично скомпенсировать их влияние на аппаратную функцию прибора. Ширина аппаратной функции такого реального интерферометра составила 35 МГц при свободном спектральном интервале 1524 МГц, относительном отверстии  $1/25$  и максимальном пропускании 0,22. Перестрой-

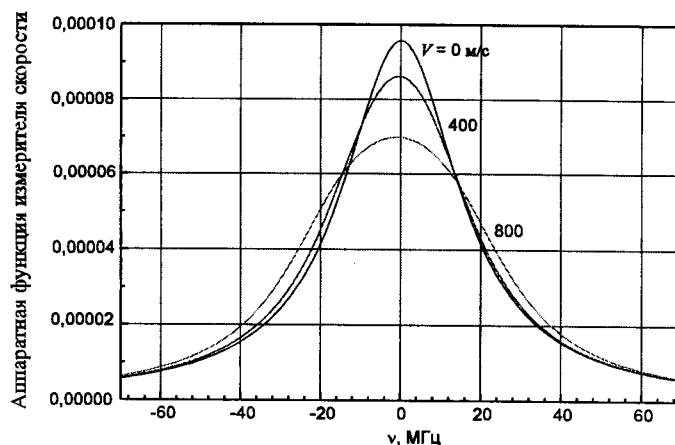


Рис. 1. Аппаратная функция лазерного доплеровского измерителя скорости на основе конфокального интерферометра Фабри – Перо с шириной инструментального контура 35 МГц. Приемная апертура – прямоугольная щель шириной 4 мм, высотой 34 мм; угол рассеяния  $16^\circ$ , расстояние до точки рассеяния 150 мм

ка интерферометра по частоте осуществлялась с помощью пьезокерамического привода. В качестве фотоприемника использовался неохлаждаемый ФЭУ-79, работающий в режиме счета фотонов. Управление экспериментом, сбор данных и их предварительная обработка производились измерительной системой на базе модулей КАМАК. На рис. 1 приведены результаты расчета аппаратной функции доплеровского измерителя скорости с прямым спектральным анализом рассеянного излучения, параметры которого описаны выше. Расчет произведен для скоростей 0, 400, 800 и 1200 м/с. С увеличением измеряемой скорости потока аппаратная функция прибора испытывает уширение, сдвиг в сторону меньших скоростей и изменение формы. Достаточно простая аналитическая аппроксимация рассчитанной на основании (3) аппаратной функции позволяет учесть зависимость ее параметров от измеряемой скорости при решении интегрального уравнения (1).

На рис. 2 представлен общий вид спектра рассеяния в сверхзвуковой струе чистого азота, полученный при указанных выше условиях. Время накопления сигнала в каждой точке 1 с, средний уровень темнового отсчета 300 Гц. Данные представлены после вычитания из экспериментальной записи среднего значения темнового тока и пика паразитного рассеяния от неподвижных элементов вакуумной камеры. Необходимо отметить, что эффективное подавление паразитного рассеяния в реальных условиях газодинамического эксперимента не всегда возможно, но ситуация облегчается тем, что исследуемый спектр тонкой структуры высокоскоростного потока относительно пика паразитного рассеяния сдвинут по частоте и может быть достаточно просто выделен путем вычитания сигналов, полученных в присутствии и в отсутствие газовой струи. Последнее измерение проводится при полностью откаченной камере. Из рис. 2 видно, что выделенный спектр состоит из трех компонент: собственно рэлеевской (центральный пик) и двух мандельштамм-бриллюэновских. Весь триплет сдвинут относительно нулевой частоты на  $325 \pm 5$  МГц, что при указанных выше условиях эксперимента дает величину измеренной поступательной скорости  $579 \pm 10$  м/с. Среднее расстояние между пиками рассеяния Мандельштамма – Бриллюэна может

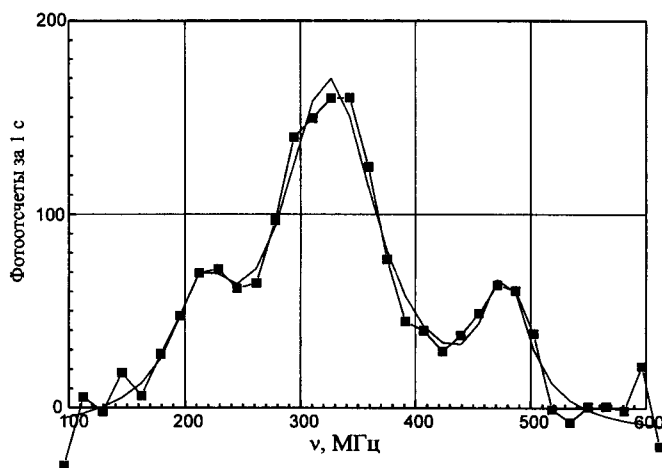


Рис. 2. Тонкая структура спектра молекулярного рассеяния сверхзвуковой разреженной струи азота. Поступательная скорость потока  $579 \pm 10$  м/с, температура газа  $134 \pm 20$  К, статическое давление 88 Торр

быть оценено как  $132 \pm 10$  МГц, что соответствует местной скорости звука  $234 \pm 20$  м/с и температуре потока  $134 \pm 20$  К. Сравнение экспериментально полученных параметров потока и их расчетных значений указывает на достаточно хорошее их совпадение. Погрешности проведенных измерений в основном определялись частотной нестабильностью лазера и достигнутым соотношением сигнал/шум, величины которых могут быть существенно улучшены при последующей модернизации экспериментальной установки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вукс М. Ф. Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах. Л.: Изд-во ЛГУ, 1977.
2. Sandoval R. P., Frmstrong R. L. Rayleigh – Brillouin spectra in molecular nitrogen // Phys. Rev. A. 1976. 13, N 2. P. 752.
3. Broz A., Harrigan M. Light scattered from thermal fluctuations in gases // Journ. Acoustic. Soc. Am. 1971. 49, N 3, Pt. 3. P. 950.
4. Yip S., Nelkin M. Application of a kinetic model to time – depended density correlationals in fluids // Phys. Rev. 1964. 135, N 5A. P. A1241.
5. Yip S. Rayleigh scattering in dilute gases // Journ. Acoustic. Soc. Am. 1971. 49, N3, Pt. 3. P. 941.
6. Машек И. Ч., Мегаферия Х., Чайка М. П. Исследование реального конфокального интерферометра // Вестник Ленингр. ун-та. Сер. 4. 1989. Вып. 2 (№ 11). С. 89.
7. Машек И. Ч., Мегаферия Х., Чайка М. П. Конфокальный интерферометр с корректируемой аппаратной функцией // Оптика и спектроскопия. 1989. 66, вып. 6. С. 1366.

Санкт-Петербургский государственный университет,  
E-mail: [mashek@paloma.spbu.ru](mailto:mashek@paloma.spbu.ru)

Поступила в редакцию  
21 декабря 1999 г.