

Анализ соотношений (4)—(10) также показывает, что как величина ρ , так и величина $(S_C - S_O)$ активно влияют на aberrации голограммной линзы. Однако это влияние неодинаково: ρ входит как в выражение для U , так и в выражение для V , а $(S_C - S_O)$ только в U . Сравнение с аналогичными формулами для тонкой линзы [4] показывает, что $(S_C - S_O)$ дает вклад только в величину так называемого «коэффициента деформации» линзы, а величина ρ — вклад как в «коэффициент деформации», так и в «коэффициент формы» линзы.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что применение aberrированных волновых фронтов на стадии голографирования представляет дополнительные возможности минимизации aberrаций голограммных линз.

Литература

- [1] К. С. Мустафин, Ф. А. Саттаров. *Опт. и спектр.*, 47, 1204, 1979.
[2] С. Т. Бобров, Г. И. Грейсхух, М. А. Прохоров, Ю. Г. Туркевич, В. Г. Шитов. *Опт. и спектр.*, 46, 153, 1979.
[3] R. W. Meier. *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 987, 1965.
[4] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*, 243, 249. «Наука», М., 1970.

Поступило в Редакцию 31 августа 1979 г.

УДК 535.36+533.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ

А. А. Князев, Н. Б. Лернер и К. И. Свинолулов

С совершенствованием узкополосных перестраиваемых лазеров возник новый тип лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) [1-3], использующих вместо рассеяния света на внесенных в газовый поток твердых частицах или аэрозолях резонансную флуоресценцию атомов вещества потока. Скорость в этом случае определяется по значению частоты лазерного излучения, соответствующей максимуму интенсивности свечения зондируемого объема газа.

Применение резонансных ЛДИС для измерения сверхзвуковых локальных скоростей удобно при исследовании микротурбулентностей особенно в многокомпонентных газовых потоках, однако высокая точность измерений обеспечивается только если число Маха больше единицы. В этом случае величина доплеровского сдвига частоты рабочего перехода движущихся атомов превосходит доплеровское уширение линии поглощения. При значениях числа Маха, близких к единице, точность фиксации максимума интенсивности свечения начинает существенно зависеть от отношения интенсивности флуоресценции (сигнал) к суммарной интенсивности фонового свечения газа и лазерной помехи (шум).

В настоящей работе предлагается модернизированная схема резонансного ЛДИС, характеризующаяся малым уровнем шумов и поэтому обеспечивающая большую точность измерения скорости в режиме $M \approx 1$ по сравнению с обычным вариантом. Схема эта является своего рода гибридом резонансного ЛДИС и измерителя скорости типа [5].

Принцип работы установки следующий. В исследуемую область перпендикулярно потоку фокусируется зондирующий луч узкополосного перестраиваемого лазера. При настройке частоты лазера в резонанс

с частотой рабочего перехода неподвижных рассеивающих атомов γ_0 все атомы потока, движущиеся вдоль его оси, резонансно переизлучают свет во всех направлениях. В рассматриваемом случае немоноскоростного потока резонансное рассеяние сопровождается смещением частоты лазерного излучения в соответствии с эффектом Доплера и уширением контура излучения за счет теплового движения атомов. Анализ частотного состава рассеянного сигнала и фиксация доплеровского сдвига осуществляется под углом к оси потока с помощью сканирующего интерферометра, полоса пропускания которого меньше полуширины линии поглощения газа и близка к полуширине линии зондирующего излучения.

Существенным моментом, отличающим анализируемую схему от обычной резонансного ЛДИС, является измерение узкополосной приемной системой спектральной, а не интегральной интенсивности свечения потока. В результате фоновое излучение перестает играть роль шумового, а лазерная помеха, отстроенная по частоте от полезного сигнала, не попадает в полосу пропускания приемника.

Принципиальная возможность использования предлагаемой схемы резонансного ЛДИС для измерения сверхзвуковых скоростей с M , близким к единице, иллюстрируется оценочным расчетом мощности рассеянного сигнала на выходе интерферометра. Расчет проведен для типичного случая, когда рассеивающими элементами являются вводимые в воздушный поток в качестве ионизирующих присадок атомы натрия, а рабочим переходом — переход между уровнями $3^2P_{3/2} - 4^2D$, соответствующий длине волны излучения $\lambda_0 = 568.8$ нм. Расчет проводился по известной формуле [4]

$$W = I_{\text{пад.}} NV \sigma k_1 k_2,$$

где W — мощность рассеянного сигнала, $I_{\text{пад.}}$ — интенсивность лазерного излучения, V — рассеивающий объем, $\sigma = \lambda^2/2\pi$ — резонансное сечение рассеяния [4], k_1 — затухание в оптическом тракте, k_2 — затухание в интерферометре.

$N = N_0 Q \sqrt{m/2\pi kT} e^{-\left(\frac{mU^2}{2kT} + \frac{eV_0}{kT}\right)} \Delta U$ — концентрация рассеивающих атомов натрия на нижнем уровне рабочего перехода (уровне $3^2P_{3/2}$) в интервале скоростей $U + \Delta U$, U — средняя скорость потока, eV_0 — энергия возбуждения уровня $3^2P_{3/2}$, T — температура потока, m — масса атома натрия, $Q = [1 + 72.1 (T/100)^{1/2} N_b/N_{0b}]^{-1}$ — коэффициент тушения флуоресценции для воздуха, N_b , N_{0b} — соответственно концентрация газа при рабочих (при температуре T , давлении P) и нормальных условиях ($T = 273$ К, $P = 1$ атм); $N_0 = d/AM_{\text{прот}} S U$ — концентрация атомов натрия в основном состоянии, d — расход натрия, $M_{\text{прот}}$ — масса протона, S — поперечное сечение потока. При расчетах полагалось, что $I_{\text{пад.}} = 0.01$ Вт/см², $V = 10^{-3}$ см³, $k_1 = 10^{-3}$, $k_2 = 10^{-1}$ (диэлектрическое напыление зеркал), $P = 0.02$ атм, $d = 0.1$ г/с, $S = 3$ см², $\Delta U = 100$ м/с. Результаты оценок для двух режимов $M = 2$ и 4.5 приведены в таблице. Значения уровней мощности рассеянного сигнала превышают предельные величины сигнала, выделяемые известными фотоэлектронными умножителями (10^{-12} Вт), что позволяет надеяться на достаточно точное воспроизведение контура рассеянного сигнала.

Число Маха M	2	4.5
Скорость свободного потока, м/с	2000	6000
Температура в потоке, К	2000	3000
Допплеровский сдвиг, Гц	$3.54 \cdot 10^9$	$10.6 \cdot 10^9$
Допплеровская полуширина линии излучения натрия, Гц	$3.62 \cdot 10^9$	$4.37 \cdot 10^9$
Концентрация атомов натрия, см ⁻³	$2.2 \cdot 10^{15}$	$7.3 \cdot 10^{14}$
Концентрация атомов натрия на уровне $3^2P_{3/2}$, см ⁻³	$2.1 \cdot 10^8$	$3.6 \cdot 10^9$
Ожидаемый уровень рассеянного сигнала на выходе интерферометра, Вт	$1.1 \cdot 10^{-10}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$

- [1] R. M. Measures. J. Appl. Phys., 39, № 11, 1968.
 [2] R. B. Miles. Phys. Fluids, 18, 751, 1975.
 [3] W. Husinsky, R. Bruckmüller, P. Blum, F. Viehböck, D. Hammer, E. Venes. J. Appl. Phys., 48, 4734, 1977.
 [4] Р. Лоудон. Квантовая теория света. «Мир», М., 1976.
 [5] D. A. Jackson, D. M. Paul. Phys. Lett., 32A, 2, 1970.

Поступило в Редакцию 4 июня 1979 г.

УДК 535.34

ОСОБЫЕ ТОЧКИ НА КОНТУРЕ ЛИНИИ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ГАЗА

А. А. Курбатов и Т. Я. Попова

Движущийся атом (молекула), как известно, испускает или поглощает излучение не точно на частоте квантового перехода $\omega_0 = (E_1 - E_0)/\hbar$, а на смещенной из-за эффекта Доплера. Плоская световая волна с волновым вектором \mathbf{k} взаимодействует наиболее эффективно с частицами, у которых величина k_v точно компенсирует расстройку частоты поля ω относительно частоты перехода ω_0 неподвижной частицы, т. е.

$$k_v - (\omega - \omega_0) = 0. \quad (1)$$

Если интенсивность такой волны достаточна для насыщения поглощения резонансного перехода в газе, то для наблюдения узких нелинейных резонансов на линии поглощения используют слабую волну, распространяющуюся либо навстречу сильной, либо в том же направлении [1]. Такая пробная волна взаимодействует резонансным образом с тем же атомом при условии

$$\mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v} - (\omega_\mu - \omega_0) = 0, \quad (2)$$

где \mathbf{k}_μ — волновой вектор пробной волны, ω_μ — ее частота.

Учитывая, что скорости атомов в газе распределены по какому-либо закону с функцией $F(v)$ (выберем ее нормированной на единицу), вычтем выражение (2) из (1), усредним результат по скоростям

$$\omega_\mu - \omega + \int_{-\infty}^{+\infty} dv (\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu) \cdot \mathbf{v} F(v) = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) дает условие на положение резонансов на линии поглощения.

При тепловом равновесии распределение скоростей частиц изотропно и для случая слабой встречной волны, например, резонанс на кривой поглощения слабой волны происходит при совпадении частот ω_μ и ω [1].

При наличии в газе массовой скорости для функции распределения

$$F(v) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}u)^3} \exp\left\{-\frac{(v - v_0)^2}{u^2}\right\} \quad (4)$$

из выражения (3) получаем условие

$$\omega_\mu - \omega + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_\mu) \cdot \mathbf{v}_0 = 0. \quad (5)$$

Соотношение (5) определяет положение резонансов на кривой поглощения в зависимости от угла φ между волновыми векторами волн \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ .