

В связи с отсутствием надежных интерполяционных формул для вычисления тока электризации при смешанной зарядке частиц до последнего времени применялась простая зависимость $I_s^*(\text{Re}_E, e_p^*) = 3 \text{Re}_E I_1(\text{Re}_E, e_p^*) + \Lambda(e_p^*)$ (линия 3 на рис. 2), найденная простым сложением главных членов асимптотических разложений (2.9) и (3.1) в предельных случаях $\text{Re}_E \rightarrow \infty$ и $\text{Re}_E \rightarrow 0$. Однако, как легко видеть, главные члены разложений функций I_s^* и I^* (2.9) при $e_p^* < 0$, $\text{Re}_E \rightarrow \infty$ не совпадают. При умеренных же значениях Re_E ток зарядки, вычисленный таким образом, может отличаться в 2 и более раза от истинного значения. Кроме того, анализ уравнений (1.4) и зависимости $I_s^*(\text{Re}_E, e_p^*)$ показывает, что для любых Re_E выполняется соотношение $e_p^* \rightarrow -\infty$: $I^* = -e_p^* + o(1)$, $I_s^* = -2e_p^* + o(1)$. В связи с этим наиболее грубые ошибки в расчете электризации частиц можно ожидать при биполярной зарядке дисперсной фазы, когда зарядка каждым сортом ионов описывается при помощи функции $I_s^*(\text{Re}_E, e_p^*)$ [9]. Формула (3.2) не имеет этих недостатков.

На рис. 3 представлены зависимости абсолютной ошибки, возникающей при использовании формулы (3.2), а также асимптотических выражений (3.1) и (2.9) (линии 1—3), от заряда частицы при $e_p^* > 0$ и $\text{Re}_E = 1$. Сравнение показывает, что (2.9) и (3.1) для приближенных расчетов можно применять и при умеренных числах Пекле, например при $\text{Re}_E > 2$ и $\text{Re}_E \leq 2$ соответственно. При этом величина ошибки в расчете тока электризации несколько больше, чем при использовании (3.2), но все же существенно меньше, чем в случае определения тока зависимостью $I_s^*(\text{Re}_E, e_p^*)$ (линия 4 на рис. 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. — М.: Наука, 1983.
2. Pauthenier M., Moreau-Nanot M. La charge des particules spheriques dans un champ ionise // J. Phys. et Radium. — 1932. — N 12.
3. Фукс Н. А. О величине зарядов на частицах атмосферных аэроколлоидов // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. — 1947. — Т. 11. — С. 341.
4. Klett J. D. Ion transport to cloud droplets by diffusion and conduction, and the resulting droplet charge distribution // J. Atmos. Sci. — 1971. — V. 28, N 1.
5. Найфе А. Х. Методы возмущений. — М.: Мир, 1976.
6. Седова Г. Л., Черный Л. Т. Уравнения электрогидродинамики слабоионизованных аэрозолей с диффузионной зарядкой частиц дисперсной фазы // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1986. — № 1.
7. Нобл Б. Применение метода Винера — Хопфа для решения дифференциальных уравнений в частных производных. — М.: ИЛ, 1962.
8. Филиппов А. В. Исследование процесса зарядки аэрозольных частиц в электрическом поле с учетом диффузии ионов // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1986. — № 1.
9. Takahashi T. Thunderstorm electrification — a numerical study // J. Atmos. Sci. — 1984. — V. 41, N 7.

Поступила 23/III 1987 г.

г. Москва

в окончательном варианте — 8/VII 1988 г.

УДК 534.222:532.574

Н. Н. Антонов, И. А. Колмаков, В. В. Самарцев,
В. А. Шкаликов

АКУСТИЧЕСКОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДАХ ПРИ ИССЛЕДОВАНИЯХ ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД

Дается интерференционная трактовка акустического черенковского излучения и рассматривается возможность его использования на основе методов голографии для изучения движущихся сред.

В [1, 2] рассматривалась возможность применения эффекта рассеяния звука для нахождения средней скорости и распределения скоростей продуктов горения по площади сечения камеры сгорания. Сравнительно недавно исследовано новое явление — акус-

тическое черенковское излучение [3, 4] и некоторые его прикладные стороны, в частности использование эффекта при решении задач, аналогичных [2].

В данной работе изложена «интерференционная» трактовка акустического черенковского излучения и рассмотрен новый подход к решению задач (аналогичных отмечавшимся выше), основывающийся на использовании черенковского излучения и метода динамической голографии [5—9]. Эти вопросы принципиальны как с точки зрения обоснования возможности применения нового подхода к решению многочисленных прикладных задач, так и в связи с тем, что приводимое далее решение необходимо в дальнейшем для более детального и углубленного изучения процесса голографирования, обработки и расшифровки результатов и т. д.

Существующие в настоящее время методы и средства определения параметров движущихся сред (в частности, продуктов горения) часто не обладают необходимой точностью, а получаемая информация, как правило, недостаточна и не дает полной картины изучаемых явлений. Последнее, в свою очередь, является одной из причин неудовлетворительного по точности нахождения значений параметров среды.

На наш взгляд, весьма перспективным в отношении полноты информации и точности может быть подход, использующий методы динамической голографии совместно с акустическим черенковским излучением. В особенности полезным данный подход может оказаться при изучении нестационарных и быстропротекающих процессов, так как информация о среде может выдаваться практически мгновенно и имеет четырехмерные характеристики (три координатные и временную). Кроме того, возможно бесконтактное (т. е. осуществляемое с внешней поверхности стенки, камеры сгорания) зондирование, когда область зондирования располагается на значительном удалении от места «выхода» продуктов горения из камеры, а информация выводится наружу под регулируемым черенковским углом.

Использование акустического черенковского излучения расширяет возможности динамической голографии — появляются новые каналы передачи информации (под черенковским углом), а сама голограмма отличается от известных особенностями, обусловленными сверхзвуковым (или сверхсветовым при применении электромагнитных излучений) движением интерференционной решетки. Кроме того, информация о среде (объекте) получается практически мгновенно, в то же время возможны длительное ее хранение в виде голограмм и использование по мере необходимости.

Отметим, что круг вопросов, которые решаются на основе нового подхода, достаточно широк и не ограничивается указанными выше задачами. Сюда же могут быть отнесены, например, задача об определении параметров теплоносителя и режима его движения в гидросистемах атомных и тепловых электростанций, задачи метрологии, исследование теплового пограничного слоя и т. д.

Акустическое черенковское излучение аналогично по форме проявления изучению Вавилова — Черенкова в электродинамике, но возбуждается сверхзвуковыми волнами интерференции. В излагаемой далее «интерференционной» трактовке (в отличие от рассмотренной в [3, 4], согласно которой черенковское излучение возникает при выполнении условий пространственного синхронизма) возможность возбуждения черенковских волн определяется преимущественно «аэродинамическими» силами. Сущность явления состоит в следующем. Два пучка акустических волн с близкими между собой частотами заполнения ω_1 , ω_2 направляются навстречу друг другу. В области пересечения образуется четырехмерная интерференционная решетка из вынужденных волн суммарной частоты, движущаяся со скоростью, большей фазовой скорости звука. В результате вне области пересечения образуются конусы черенковских волн. Направление и скорость движения «источников» (интерференционной решетки) черенковских волн определяются исключительно кинематикой наложения волн в пучках, в связи с этим скорость «источников» в принципе не ограничивается сверху.

В условиях камеры сгорания среда находится в неравновесном состоянии. С учетом этого может быть получено следующее волновое урав-

нение задачи о черенковском излучении в движущейся со скоростью V_0 (равной скорости «источников») системе координат ξor относительно лабораторной ($\xi = z - V_0 t$):

$$(1) \quad \bar{\gamma}^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \xi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho'}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial r^2} - \frac{mc_0^2}{\tau c_\infty^2} \Delta \int_{-\infty}^t \rho'(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' = \\ = 2 \frac{\rho_0}{c_\infty} A_{10} A_{20} \frac{\Omega^2}{c_\infty^2} \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{V_0}{c_\infty} \right] \exp\left\{-\frac{r^2}{a^2} + i \left[\omega_c t - \left(k_c + \frac{r^2}{a^2} N \right) z \right]\right\}.$$

В качестве граничного условия задачи используется условие на бесконечности. В уравнении (1) правая часть описывает сверхзвуковые «источники», учитывает дифракционную расходимость пучков и параболическое распределение значений акустических параметров по площади сечения пучков. Решение этого уравнения в форме углового спектра представляется в виде

$$(2) \quad F = \frac{2R \exp(-\mu^2 a^2 / 16)}{[k_c^2 - 2k_\xi(k_c - k_\xi) + \mu^2 / \bar{\gamma}^2]} \left[\exp(-\bar{m}\xi) - \left(1 - i \frac{N}{2} \xi \right) \exp(-ik_c \xi) \right].$$

Из (2) может быть получено выражение для амплитуды акустического черенковского излучения:

$$(3) \quad A(r, \xi) = R \left\{ \frac{\xi}{[\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2]^{3/2}} \frac{J_0(r|\bar{\gamma}|k_\xi)}{k_0^2} \left[1 - \frac{a^2}{16} \left\{ \frac{15|\bar{\gamma}|^2 \xi^2}{[\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2]^2} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{9|\bar{\gamma}|^2}{[\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2]} - k_\xi^2 \right\} \right] - \frac{\pi}{2} \left[a_0 \left(1 - \frac{a^2 k_\xi^2 |\bar{\gamma}|^2}{16} \right) + b_0 \frac{N}{2} \xi \right] + \right. \\ \left. + i \left[b_0 \left(1 - \frac{a^2 k_\xi^2 |\bar{\gamma}|^2}{16} \right) - i a_0 \frac{N}{2} \xi \right] \right\}; \\ (4) \quad a_0 = N_0(r|\bar{\gamma}|k_0) \cos \bar{k}_c \xi + J_0(r|\bar{\gamma}|k_0) \sin \bar{k}_c \xi, \\ b_0 = J_0(r|\bar{\gamma}|k_0) \cos \bar{k}_c \xi - N_0(r|\bar{\gamma}|k_0) \sin \bar{k}_c \xi$$

($J_0(r|\bar{\gamma}|k_0)$, $N_0(r|\bar{\gamma}|k_0)$ — функции Бесселя и Неймана).

В уравнении (3) дифракционная расходимость сверхзвукового пучка на суммарной частоте учитывается множителем N . Уменьшение амплитуды в радиальном направлении определяется выражением $(N\xi/2)(a_0 + b_0)$. Второе слагаемое в (3) описывает «размывание» поверхности черенковского конуса, обусловленное параболическим распределением акустических колебательных скоростей по площади сечения пучков.

Асимптотические оценки показывают, что поверхность черенковского конуса сохраняет сложную конфигурацию, а амплитуда уменьшается по закону расходящейся цилиндрической волны и прямо пропорциональна амплитудам первичных волн, скорости V_0 , зависит от выбора частот ω_1 , ω_2 и, кроме того, растет с увеличением длины волны суммарной частоты и уменьшается с увеличением диаметра интерференционного пучка (точнее, зависит от соотношения этих параметров). Уменьшение амплитуды черенковских волн из-за дифракционной расходимости пучков пропорционально расстоянию от места излучения первичных волн до области образования «источников». Из (3) следует также возможность управления черенковским излучением варьированием параметрами, определяющими излучение.

Полученное решение описывает черенковские волны, создаваемые пучками неограниченной протяженности, когда возбуждение (если придерживаться представлений «интерференционной» трактовки) осуществляется фактически приповерхностной областью интерференционного пучка. Однако интенсивность черенковского излучения в этом случае, как показывает расчет, весьма мала, а само возбуждение малоэффективно. На

основе анализа результатов «интерференционной» трактовки можно сделать вывод, что наиболее эффективным возбуждением черенковских волн будет при взаимодействии коротких импульсов. Действительно, в этом случае уровень черенковского излучения определяется величиной «лобового» сопротивления, которое значительно больше для импульса, чем для приповерхностной области пучка неограниченной протяженности. Для решения данной задачи полагаем, что плотность $\rho = f(u, s)$, энтропия $S = \text{const}$. Используя известные термодинамические соотношения, для потенциала скоростей получим уравнение

$$(5) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \bar{\gamma}^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = 0$$

и условие на «поверхности» импульса (предполагается, что пучки акустических волн хорошо коллимированы)

$$(6) \quad \partial \varphi / \partial r = V_0 \partial R / \partial \xi.$$

На основании (5), (6) выражение для силы «лобового» сопротивления конического импульса, распространяющегося вдоль оси ξ , имеет вид

$$(7) \quad F_{\xi} = \rho_0 V_0 \beta^4 \int_0^l \left(2\pi \sqrt{\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2} - \text{arch} \frac{\xi}{\bar{\gamma} r} \right) \exp(-ik_c \xi) d\xi.$$

Решение уравнения (7) по порядку величины:

$$(8) \quad F_{\xi} \sim \frac{\rho_0 V_0 S^2}{l_0^2} = \pi \rho_0 V_0 \frac{a^2}{16 l_0}.$$

Используя выражение (8) для решения задачи о поле, создаваемом сверхзвуковым коническим импульсом, приходим к

$$(9) \quad \bar{\gamma}^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \xi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho'}{\partial r} + \frac{\partial^2 \rho'}{\partial r^2} = \frac{\rho_0 V_0^2}{c_{\infty}^2} \frac{\bar{S}}{l_{\text{н}} V_{\text{н}}} \exp(-r^2/a^2) \text{div} [\delta(\xi)].$$

Решение уравнения (9), найденное применением преобразований Фурье — Ханкеля, записывается следующим образом:

$$(10) \quad \rho'(r, \xi) = L \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta \exp(-a^2 \mu^2 / 4) J_0(\mu r) u d\mu d\eta}{\mu^2 + |\bar{\gamma}|^2 \eta^2}.$$

Рассмотрим случай, когда $V_0 > c_{\infty}$ (при этом в (10) возникает сингулярность и для устранения неоднозначности вводится δ -функция Дирака [10, 11]).

Ограничиваясь двумя членами разложения в ряд экспоненты в (10), после интегрирования по μ получим

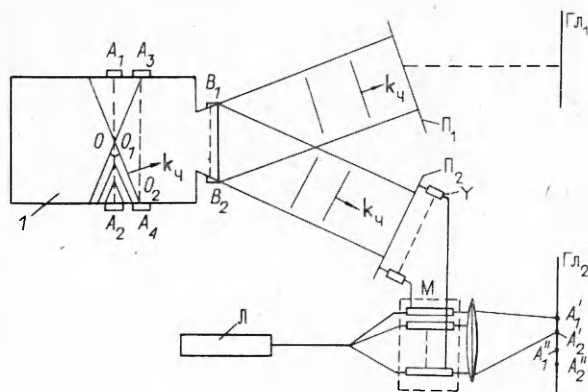
$$(11) \quad \rho'(r, \xi) = L |\bar{\gamma}|^2 K_0(i|\bar{\gamma}|r) [1 - \eta^2 a^2 / 4]$$

($K_0(i|\bar{\gamma}|r)$ — функция Макдональда). Если объектная волна с фазовым возмущением $\varphi_1(x, y, z)$, приобретаемым, например, в результате взаимодействия с веществом в камере сгорания, и опорная описываются выражениями

$$(12) \quad \begin{aligned} \rho_1'(x, y, z) &= A_{10} \exp \{i[k_1 r + \varphi_1(x, y, z) - \omega_1 t]\}, \\ \rho_2'(x, y, z) &= A_{20} \exp \{i[k_2 r - \omega_2 t]\}, \end{aligned}$$

то решение задачи о черенковском излучении после преобразования (11) по η и с учетом (12) примет вид

$$\begin{aligned} \rho'(r, \xi) &= \frac{\pi L |\bar{\gamma}|^2}{2} \frac{\xi}{[\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2]^{3/2}} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \frac{a^2}{[\xi^2 - |\bar{\gamma}|^2 r^2]} \right\} \times \\ &\times \{ \exp[-i(k_{\xi} - \varphi(r, \xi))] + \exp(ik_{\xi}) \}. \end{aligned}$$



Р и с. 1

Таким образом, фазовое изменение объектной волны модулирует конусы черенковских волн, т. е. фазовая информация об объекте (в данном случае веществе в камере сгорания) переходит во фронты черенковских волн.

На рис. 1 приведена принципиальная схема зондирования на основе акустического черенковского излучения и динамической голографии в камере сгорания 1. Зондирование осуществляется бесконтактным способом (т. е. со стороны внешней поверхности камеры через ее стенку) и возможно не только справа от сечения B_1B_2 , но и в сечении A_1A_2 — на достаточно больших расстояниях от выхода из камеры. Здесь точки A_1A_2 (а также B_1B_2) — излучатели акустических импульсов ультразвукового заполнения, имеющих частоты ω_1, ω_2 , Π_1, Π_2 — приемные акустические преобразователи, У — усилитель сигналов, Л — лазер. Длительность импульсов равна времени прохождения сигналом расстояния A_1A_2 . В случае осевой симметрии камеры, когда ее диаметр невелик, удобно использовать кольцевые (трубчатые) излучатели, также устанавливаемые снаружи через акустический переходный слой. При этом зондированием охватывается вся площадь сечения потока [3]. Если частота волны излучателя A_1 больше, чем A_2 ($\omega_1 > \omega_2$), то «источники» черенковских волн движутся в направлении от A_2 к A_1 , а волновой фронт черенковской волны O_1O_2 распространяется под углом θ к траектории «источников» в направлении $k_{ч}$. Регулированием угла θ (путем варьирования значений ω_1, ω_2) можно добиться того, что черенковские волны от «источников», движущихся по траектории A_2O_1 , полностью выйдут из камеры, следовательно, информация о среде в нижней части сечения зондирования может быть записана на голограмму $\Gamma_{Л1}$. Подобная же информация о верхней части сечения запишется на голограмму $\Gamma_{Л2}$, если значения частот вторых импульсов поменять местами. Возможно и одновременное зондирование в двух плоскостях (A_1A_2, A_3A_4), расположенных в непосредственной близости одна от другой; если излучатели в точках A_1, A_4 и A_2, A_3 имеют частоты соответственно ω_1 и ω_2 (см. рис. 1).

Для световой визуализации объекта (среды в камере) можно использовать многоканальный ультразвуковой модулятор света М [12]. В этом случае черенковская волна, несущая информацию о среде, попадает на приемник $\Pi_{1,2}$ (непрерывный или в виде решетки звукоприемников). Акустические напряжения, создаваемые черенковской волной, преобразуются в электрические и воздействуют на дифракционный модулятор света М. В результате световая волна будет промодулирована объектной акустической черенковской волной и эта модуляция отобразится на голограмме $\Gamma_{Л2}$ (точки A_1, A_2, A_1', A_2'). Однако, на наш взгляд, более перспективны для подобных исследований методы динамической эхоголографии [5], существенное отличие которых состоит в разнесении во времени объектного и референтного сигналов, а роль пробных сигналов выполняют сигналы первичного или стимулированного светового эха. В многоуровневых системах возможен перенос информации, заложенной во фронтах акустических черенковских волн, в волновые фронты оптических сигналов (или обратный перенос). При импульсном акустическом зондировании из области зондирования под черенковским углом будут высвечиваться короткие импульсы акустического черенковского излучения. Если первые два импульса, формирующие голограмму (вне, например, камеры сгорания), —

импульсы акустических черенковских волн (один из которых объектный), а третий — лазерный с плоским волновым фронтом, то стимулированный эхосигнал будет оптическим с волновым фронтом, повторяющим фронт черенковской волны. Таким образом, информация о среде, записанная во фронтах акустического черенковского излучения, визуализируется. Восстановленное поле эхоизлучения имеет вид

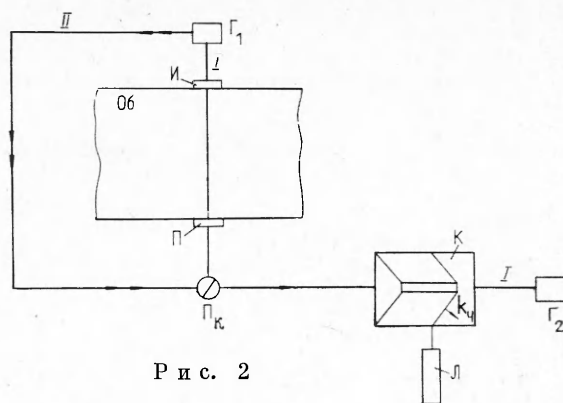
$$E \sim \operatorname{Re} \left\{ \sum_i \varepsilon^* \exp(-ik_{1i}R_0) \right\},$$

т. е. поле в точке R_0 , создаваемое эховолной, содержит псевдоскопическое изображение объекта. Амплитуда зависит от значений релаксационных параметров, скорости движения исследуемой среды и других факторов, формирующих голограмму, а также от свойств вещества, в котором осуществляется запись.

Рассмотрим одну из возможных схем резонансной записи и считывания информации, заложенной в волновой фронт акустической черенковской волны и световой визуализации оптическим эхосигналом (рис. 2). Акустические импульсы с плоскими волновыми фронтами несущих частот ω_1, ω_2 , создаваемые генераторами Γ_1, Γ_2 , по независимым акустическим каналам подаются на противоположные грани кристалла K , например, MgO: Fe^{2+} . Генератор Γ_1 может иметь, например, два канала (I, II), один из которых проходит через среду (Π_K — переключатель каналов, I, II — излучатель и приемник акустических сигналов, $Об$ — объект). Сначала первые импульсы от генераторов Γ_1, Γ_2 (либо импульсы от одного из них) одновременно и резонансно воздействуют на кристалл. Вторые импульсы посылаются через интервал времени τ , меньший минимального из всех времен необратимых релаксаций, причем сигнал от генератора Γ_1 идет по каналу II и проходит через участок со средой. После прохождения этого участка сигнал приобретает информацию о распределении скоростей частиц, их концентрации и о других характеристиках среды. Взаимодействие в кристалле объектной и создаваемой генератором Γ_1 опорной волны с плоским фронтом в определенных условиях [4] приводит к возбуждению акустической черенковской волны. В результате воздействия на кристалл первых и вторых импульсов акустических волн в условиях существования фазовой памяти в кристалле формируется черенковская интерферограмма с записанной в ней информацией об исследуемой среде. Считывание информации можно осуществлять с помощью оптического импульса с несущей частотой, резонансной переходу между нижним и возбужденным уровнем энергии. Кристалл высвечивает информацию о среде в камере сторания, содержащуюся в акустической черенковской волне, в виде сигнала стимулированного светового эха, причем под черенковским углом передается дополнительная информация, связанная со сверхзвуковым движением «источников». Такие же схемы можно использовать в расходомерии, уровнеметрии и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колмаков И. А., Акмаев Н. Н. и др. Применение трехволнового взаимодействия для определения локальных скоростей движущихся сред // ИФЖ. — 1980. — Т. 38, № 6.



Р и с. 2

2. Колмаков И. А., Акмаев Н. Н., Алпатов В. В. О нелинейном взаимодействии в движущейся релаксационной среде на фоне теплового расширения области взаимодействия // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 8.
3. Колмаков И. А., Самарцев В. В. Возбуждение акустического черенковского излучения в движущихся релаксационных средах и некоторые его приложения // ЖТФ.— 1986.— Т. 56, № 2.
4. Кавеева З. М., Колмаков И. А., Самарцев В. В. Акустическое черенковское излучение в движущихся релаксационных средах и некоторые его приложения // III Всесоюз. симпоз. по световому эхо- и когерентной спектроскопии: Тез. докл.— Харьков: Ин-т низких температур АН УССР, 1985.
5. Штырков Е. И., Самарцев В. В. Резонансная динамическая голография и оптическое сверхизлучение/Под ред. В. А. Голенищева-Кутузова, В. В. Самарцева.— Казань: Изд-во КФ АН СССР, 1975.
6. Самарцев В. В., Штырков Е. И. Акустическое преобразование волновых фронтов в резонансных эхоголограммах // ФТТ.— 1976.— Т. 18, № 10.
7. Манькин Э. А., Самарцев В. В. Оптическая эхоспектроскопия.— М.: Наука, 1984.
8. Набойкин Ю. Н., Самарцев В. В., Зиновьев П. В., Силаев Н. В. Когерентная спектроскопия молекулярных кристаллов.— Киев: Наук. думка, 1986.
9. Колмаков И. А., Антонов Н. Н., Логвинов И. А. Учет теплового пограничного слоя и дифракционных явлений при определении времени распространения звука в ультразвуковых расходомерах // ИФЖ.— 1978.— Т. 35, № 3.
10. Болотовский Б. М. Теория эффекта Вавилова — Черенкова // УФН.— 1957.— Т. 62, вып. 3.
11. Гинзбург В. Л. Некоторые вопросы теории излучения при сверхсветовом движении в среде // УФН.— 1952.— Т. 69, вып. 2.
12. Радио и акустическая голография.— Л.: Наука, 1976.

г. Казань

Поступила 6/V 1988 г.

УДК 519.6:531.7:533.7

А. Л. Баландин, Н. Г. Преображенский, А. И. Седелников

ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО СКОРОСТЯМ

1. Измерение спектра флюоресценции разреженной среды (газа или плазмы) позволяет восстановить одну из важнейших характеристик среды — функцию распределения (ФР) частиц по скоростям. В традиционной (одноракурсной) постановке для определения ФР регистрируется спектр $q(v, \mathbf{n})$ излучения, распространяющегося вдоль направления \mathbf{n} . При этом функция $q(v, \mathbf{n})$ связана с функцией $f(v, \mathbf{n})$ распределения частиц по проекциям скоростей на направление \mathbf{n} уравнением [1, 2]

$$(1.1) \quad \int_{-\infty}^{\infty} K\left(\frac{v}{c}(v-v')\right) f(v', \mathbf{n}) dv' = q\left(v_0 \frac{v}{c}, \mathbf{n}\right).$$

Здесь $K(v)$ — ядро, учитывающее влияние недоплеровских механизмов уширения и аппаратной функции спектральных приборов; $v = v_0 v/c$; v_0 — частота, характеризующая положение центра линии излучения; c — скорость света.

Восстановление по $f(v, \mathbf{n})$ трехмерного распределения частиц по скоростям $F(\mathbf{V})$, где $\mathbf{V} = (V_x, V_y, V_z)$, в общем случае не представляется возможным. Это удастся сделать лишь в частных случаях, когда вносятся априорные предположения об угловой зависимости распределения (например, об его изотропности). В данной работе рассматривается более общая постановка задачи, позволяющая производить измерение ФР без использования этих предположений.

2. При отсутствии априорной информации об угловой структуре ФР функция $F(\mathbf{V})$ может быть определена по результатам многокурсных спектроскопических наблюдений, т. е. по набору одномерных ФР $f(v, \mathbf{n})$ при различных ориентациях вектора

$$(2.1) \quad \mathbf{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta),$$