

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ГЕТЕРОФАЗНОЙ ПЛАЗМЫ

Мартыш Е. В.*Институт космических исследований НАНУ и НКАУ*

Распространение звука в гетерофазной среде, которая содержит газ и твердые жидкие макрочастицы (МЧ), исследовалось во многих работах (см. [1] и цитированную литературу). Главное внимание уделялось изучению специфического затухания при наличии частиц конденсированной фазы — эти работы имели известный практический интерес. Вскоре появились и первые теории этого процесса, которые требовали некоторых допущений для своего построения. Среди них: а) буферный газ — идеальный, б) сферичность, мономерность и неподвижность МЧ, в) весьма ограниченное количество учитываемых процессов переноса, особенно межфазного.

Эксперименты впоследствии выявили "жесткость" некоторых допущений (особенно б)). В [2] отмечалось, что неподвижность МЧ ведет к появлению конечного затухания звука при уменьшении размеров МЧ. Физически, однако, очевидно, что уменьшение размеров МЧ до характерных для буферного газа должно резко уменьшить или совсем ликвидировать специфическое затухание. В дальнейших работах указанные ограничения были сняты, и результаты теоретических расчетов почти вплотную приблизились к данным экспериментов.

В отличие от вопроса о затухании звука, влияние МЧ на его дисперсию изучалось значительно позднее. Возможно, это связано с дополняющим (по отношению к затуханию) характером соответствующих измерений. Первые теоретические оценки, которые сравнивали с результатами по затуханию звука в 2-фазной среде, получали следующим образом. Акустическое поле вблизи МЧ определялось из расчета потенциалов дополнительных волн, которые появляются при падении плоской волны на сферическую неоднородность. Затухание звука вычислялось по увеличению энтропии из-за необратимых процессов переноса импульса и тепла между МЧ и газом. Различия между данными наблюдения и выводами теории объяснялись упомянутыми выше ограничениями. Поскольку, как правило, вычислительные оценки давали меньшие значения, то считалось, что особенное внимание нужно уделять увеличению числа учитываемых необратимых процессов. Включение же их в упомянутую схему оказалось довольно затруднительным.

Позднее был разработан более формализованный подход к задаче, который теперь является общепринятым [3]. Состояние сферообразных конденсированных МЧ описывают уравнениями непрерывности, движения и теплопроводности для двух разных фаз. Вначале появлялись две характерные частоты: $\omega_v \sim 1/\tau_v$ — частота релаксации скорости из-за стокового трения ($1/\tau_v \sim \nu/\langle a \rangle^2$, где ν — кинематическая вязкость, $\langle a \rangle^2$ — средний квадрат радиуса МЧ), $\omega_t \sim 1/\tau_t$ — частота тепловой релаксации ($1/\tau_t \sim \chi/\langle a \rangle^2$, где χ — коэффициент теплопроводности).

Позднее в работе [4] в рассмотрение включено распределение $f(a)$ МЧ по размерам, хотя его влияние немного маскировалось применением специального генератора аэрозоля. Для измерений был применен фотометр рассеяного света, который позволил непосредственно измерять второй момент функции распределения. Однако при вычислениях реально применили средний диаметр МЧ, который коррелировал с начальными данными.

В конце 1980-х годов появилась работа [5], где были учтены три диссипативных процесса

- 1) испарение и конденсация (фазовые переходы),
- 2) теплопередача от капель к газу,
- 3) стоковое трение МЧ о буферный газ.

Такой подход дает третью характерную частоту ω_{ph} (обратное время релаксации МЧ вследствие фазовых переходов на ее поверхности). Появляется дополнительный параметр q , зависящий от энергии, освобождающейся при конденсации пара и коэффициентов переноса (диффузии и теплопроводности). Кроме того, по измерениям затухания и диссипации были оценены характерные размеры аэрозоля.

Действительно, если акустический импульс распространяется по газу с дисперсией (вызванный наличием МЧ), то он будет рассеиваться из-за разной скорости фронтов. Измеряя временную задержку заднего фронта относительно переднего и затухание амплитуды последнего, можно оценить концентрацию МЧ (n_d) и средний радиус:

$$\langle a \rangle = \int a f(a) da . \quad (1)$$

Приведем основные выводы из перечисленных работ

1. есть максимум в зависимости затухания от частоты (при $\omega\tau_v \sim 1$);
2. вклад дисперсии особенно важен при $\omega\tau_v < 1$;
3. влияние дисперсии начинается при $\omega \ll \omega_l (I = v, t, ph)$;
4. фазовые переходы дают свой вклад при $\omega\tau_{ph} \sim 1$.

Детальное вычисление выражений для мнимой части волнового вектора, проведенное в [5], показало, что оно содержит несколько выражений типа

$$\int_{a_{\min}}^{a_{\max}} a^x f(x) da , \quad (2)$$

где $x = -3, -1, 3, 5$. Значения этих интегралов, получаемых из эксперимента, дают возможность более детально исследовать функцию распределения. При этом наибольшего продвижения можно достигнуть, если предположить, что функциональная зависимость известна:

$$f(a) = Ca^y \exp [-(a/a_0)^z], \quad (3)$$

тогда константы C, y, z - определяются из наилучшего согласования данных расчета и эксперимента.

Приведенные выводы дают основания для утверждения об актуальности такой диагностики для запыленной плазмы. В самом деле, во многих технологических процессах, например при нанесении пленок с помощью PECVD — процессов, явление нуклеации загрязняющих частиц существенно для конечного результата. Полной картины явления до сих пор, к сожалению, не построено. Одна из причин - трудности диагностики МЧ в фазе нуклеации. Известные недостатки масс-спектрометрии и лазерных методов (рассеяние Ми) не позволяют провести более-менее точную диагностику размеров МЧ в этом случае. Поэтому изучение распространения пылевых акустических волн (ПАВ) может служить для этих целей. Такие волны наблюдались в лабораторных условиях, и были попытки изучения параметров природной пылевой плазмы. Наблюдения за изменением скорости ПАВ и соответствующего конуса Маха позволили получить существенные результаты о развитии планетарных колец.

Воспользуемся жидкостной моделью МЧ и примем, что расстояние между ними много больше дебаевского радиуса r_D . Тогда дисперсионное уравнение для длинно_волновой части спектра можно взять из [6]. Однако учет распределения частиц по размерам

$$n_d = n_{d0} f(a),$$

вносит определенные изменения в определение ленгмюровской частоты МЧ

$$\omega_{pd}^2 = 4\pi \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} q_d^2 / m_d da \quad (4)$$

и в слагаемое, описывающее стоковое трение в уравнении движения для МЧ. Полагая, что отражение частиц нейтрального газа (главный источник трения) от поверхности МЧ является диффузным, можно так определить соответствующую частоту столкновений:

$$v \approx 1/2 \langle a \rangle \int m_n / m_d(a) N \pi v_{TN} f(a) da, \quad (5)$$

где m_n — масса нейтрального атома, N — их концентрация, v_{TN} — тепловая скорость. Тогда дисперсионное уравнение запишется в виде

$$k^2 = k_0 \frac{\omega(\omega + iv)}{\omega_{pd}^2 - \omega(\omega + iv)}, \quad (6)$$

где $k_0^2 = f(r_{De}, r_{Di})$.

При отсутствии затухания ($v \rightarrow 0$) волновой вектор может быть действительным (волна распространяется, $\omega < \omega_{pd}$) или чисто мнимым (волна быстро затухает, $\omega > \omega_{pd}$). Естественно, если затухание сильно, то такой скачок на ленгмюровской частоте в дисперсии отсутствует. Отметим, что в случае моноразмерной пыли значения мнимой части волнового вектора, полученные из (6), хорошо коррелируют с данными по затуханию ПАВ из [6]. Фазовая скорость таких волн v в пределе $v \gg v_{TN}$ близка к зависимости $v \sim \omega_{pd}(\langle a \rangle) / k_0$.

В последнее время появились работы [7,8], где обращают внимание на необходимость учета несферичности МЧ. Наличие последней дает частицам дипольный момент, вращение которого приводит к появлению новых характерных частот в такой плазме.

1. Temkin S. and Dobbins R. A. Attenuation and Dispersion of Sound in Particulate Relaxation Processes // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.40, № 2 – 1966 - pp. 317-324.
2. Chow J. C. F. Attenuation and Dispersion of Acoustic Waves in Dilute Emulsions and Suspensions // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.36. - 1964 - pp. 2395-2401.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1986.
4. Temkin S. and Dobbins R. A. Measurements of Attenuation of Sound by an Aerosol // J. Acoust. Soc. of Amer. Vol.40, № 5 – 1966 - pp.1016 -1024.
5. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред, ч.1. - М.: Наука, 1987.
6. Piper J. B. and Goree J. Dispersion of Plasmas waves in the Strong -Coupling Regime // Phys.Rev. Lett., v.77,N 15, p. 3137-3140., 1996.
7. Spitzer L. Physical Processes in the Interstellar Medium. - NY.: John Wiley & Sons, 1977.
8. Tshakaya D. D., Shukla P. K., Tsintsadze N. L.. Electrodynamics and Dispersion Properties of a Magnetoplasma Containing Elongated and rotating dust grains // ЖЭТФ, т.201. № 8. - 2001. - с. 340 - 352.