Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 4, стр. 184–186 *25 августа 1988 г.*

УНИВЕРСАЛЬНАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ КОНСТАНТОЙ МАКСВЕЛЛА И ТОНКОЙ СТРУКТУРОЙ В СПЕКТРЕ ДЕПОЛЯРИЗОВАННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЛОТНОМ ГАЗЕ

Т.Л.Андреева, А.В.Малюгин

Проведено исследование структуры спектра деполяризованного рассеяния в плотных молекулярных и благородных газах. Показано, что тонкая структура спектра в обоих случаях определяется постоянной Максвелла газа.

К настоящему времени в деполяризованном спектре рассеяния целого ряда жидкостей надежно экспериментально регистрируется тонкая структура в виде узкого провала в центре линии рассеяния, причем контрастность провала практически не зависит от формы молекул [1]. В газах подобная структура до сих пор не обнаружена.

В отличие от жидкостей в газах тонкая структура деполяризованного спектра может быть вычислена микроскопически на основе кинетического метода [2]. Тонкая структура может быть описана двумя параметрами: интегральной интенсивностью J_0 и контрастностью провала $R = (J_0/J_D)(\Delta\nu/\gamma_3)$, где J_D и $\Delta\nu$ – интегральная интенсивность и ширина спектра деполяризованного рассеяния; $\gamma_3 = q^2\eta/\rho$ – ширина провала, а $\mathbf{q}$ – волновой вектор рассеяния света, η/ρ – кинематическая вязкость газа. Параметры J_0 и R выражаются через матричные элементы и собственные значения больцмановского оператора столкновений.

С другой стороны, в рамках того же метода может быть получено микроскопическое выражение для постоянной Максвелла μ в газе анизотропных молекул. Напомним, что при течении вязких жидкостей или газов возникает двойное лучепреломление, пропорциональное градиенту макроскопической скорости $V_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right)$. Коэффициент пропорциональности μ в соотношении $\epsilon_{ij} = -2\mu V_{ij}$, где ϵ_{ij} – диэлектрическая проницаемость газа, называется постоянной Максвелла.

Оказывается, что параметры тонкой структуры спектра в молекулярном газе и коэффициент Максвелла связаны довольно простым соотношением

$$\frac{J_0}{J_D} = \frac{15}{2}\left(\frac{\mu q v_0}{4\pi N\alpha_2}\right)^2; \qquad R = \frac{15}{2}\left(\frac{\mu}{4\pi\alpha_2}\right)^2 \langle v\sigma_{MM}\rangle\langle v\sigma_{VV}\rangle, \tag{1}$$

где $v_0^2 = T/m$, T – температура газа, m – масса молекулы; $N\,(\text{см}^{-3})$ – концентрация молекул, α_2 – анизотропная составляющая тензора поляризуемости молекулы: $\langle v\sigma_{VV}\rangle = T/\eta$, $\langle v\sigma_{MM}\rangle = \Delta\nu/N$. Пользуясь известным выражением для J_D $(J_D \propto \frac{1}{15}\alpha_2^2 N)$, легко показать, что отношение $(J_0/\mu^2) \propto (q^2/2)(T/\rho)$ вообще не зависит ни от формы молекул, ни от потенциала взаимодействия между ними, т. е. носит универсальный характер. Качественная картина деполяризованного спектра VH-рассеяния в молекулярном газе показана на рис. 1. Отметим, что контрастность провала R, так же как и коэффициент μ, в молекулярном газе не зависит от плотности.

В благородных газах отсутствует собственная анизотропия поляризуемости отдельной молекулы $\alpha_2 = 0$, поэтому эффект Максвелла целиком связан с анизотропной поляризуемостью $\Delta\alpha$ при взаимодействующих в столкновении частиц. С этой же поляризуемостью связано и возникающее в благородных газах при больших давлениях ($P > 1$ атм) деполяризованное рассеяние света. Пользуясь связанной системой уравнений для одночастичной и двухчастичной функций распределения, можно показать, что отмеченная выше универсальная связь между J_0 и μ^2 имеет место и в благородных газах. Спектр рассеяния в благородном газе обладает следующими особенностями.

Во-первых, флуктуации двухчастичной функции распределения приводят к известному широкому контуру деполяризованного рассеяния с шириной, пропорциональной обратному времени столкновения $1/\tau_{ст}$. Во-вторых, учет связи между флуктуациями двухчастичной и

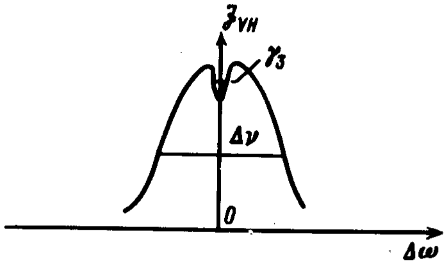

Рис.1

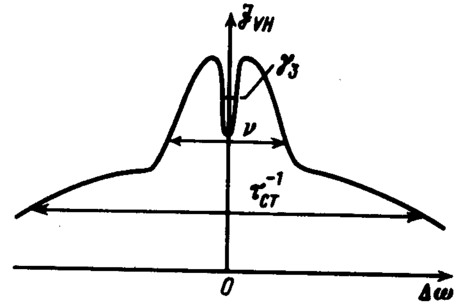

Рис. 2

Рис. 1, 2. Спектр деполяризованного VH-рассеяния в молекулярном и благородном газах, соответственно

одночастичной функциями распределения приводит к возникновению в спектре нового контура с интегральной интенсивностью J_ν и спектральной шириной ν, где ν – частота газокинетических столкновений. В свою очередь, флуктуации одночастичной функции распределения через связь с гидродинамическими модами, обуславливают в спектре тонкую структуру $J_0 \approx (q v_0/\nu)^2 J_\nu$ с шириной γ_3. Картина спектра показана на рис. 2. Параметры тонкой структуры спектра в благородном газе связаны с коэффициентом Максвелла следующим соотношением:

$$(J_0/J_D)^{бл} = \frac{15}{2}\left(\frac{\mu q v_0}{4\pi N\Delta\alpha}\right)^2 \frac{2}{Nd^3}; \qquad J_D^{бл} \propto \frac{1}{15}\frac{N^2}{2}\Delta\alpha^2 d^3 ,$$

$$R \sim \frac{\frac{15}{(4\pi)^2}\frac{1}{(N\Delta\alpha)^2}\left(\frac{\mu}{\tau_{ст}}\right)^2}{1+\frac{15}{(4\pi)^2}\frac{1}{(N\Delta\alpha)^2}\left(\frac{\mu}{\tau_{ст}}\right)^2} , \tag{2}$$

где d^3 – объем области взаимодействия (точнее $\int \Delta\alpha^2(\mathbf{r})\,d\mathbf{r} \equiv \Delta\alpha^2 d^3$).

Поскольку в благородном газе $\mu \propto N$, то контрастность провала R не зависит от плотности. Можно показать, пользуясь явным выражением для μ [3], что $\frac{15}{(4\pi)^2}\frac{1}{(N\Delta\alpha)^2}\left(\frac{\mu}{\tau_{ст}}\right)^2 \sim$ $\sim \theta^2$, где θ – характерный угол рассеяния в столкновении частиц, и следовательно $R \sim$ $\sim (\theta^2/1+\theta^2)$.

В последнее время появились данные по измерению постоянной Максвелла μ в газах, состоящих из анизотропных молекул (CO_2, O_2, N_2 и другие) [4]. Соответствующие значения μ для жидкостей экспериментально изучены уже давно [5] и, как правило, превышают значения для газов на 3 – 4 порядка. Как известно, в анизотропных газах при малых давлениях коэффициент μ не зависит от плотности. С нашей точки зрения различие μ в газах и жидкостях связано с зависимостью μ от плотности, которая появляется в любом газе из-за наличия наведенной столкновениями анизотропной поляризуемости пар частиц. При этом столь значительная разница в значениях μ возникает из-за дополнительной малости отношения

$(\sigma_{MV} / \sigma_{MM})^2 \sim 10^{-3}$, входящего в величину μ газа при малых плотностях, которое было измерено экспериментально [3,4].

Установленная выше связь константы Максвелла μ с параметрами спектра рассеяния света позволяет утверждать, что и картина спектра рассеяния света при достаточно больших давлениях в любом газе приближается к спектру рассеяния в плотном благородном газе (см. рис. 2). Как видно из рис. 2, деполяризованный VH-спектр состоит из двух контуров с существенно разными ширинами ($\tau_{\text{ст}}^{-1}$, ν и $\nu \ll \tau_{\text{ст}}^{-1}$) и узкого провала в центре. Эксперименты в плотных благородных газах показывают наличие двух контуров с разными ширинами в деполяризованном спектре рассеяния. Аналогичная картина наблюдается и в спектре жидкостей [6].

В заключение отметим, что прямые экспериментальные измерения коэффициента μ в газах ограничены довольно малыми давлениями газа ($p < 1$ атм), что связано с возникновением турбулентности. Установленная связь μ с параметрами спектра рассеяния света позволяет значительно расширить область давлений вплоть до сотен атм., используя для измерения величины μ спектр деполяризованного рассеяния света.

Литература

1. *Kivelson D., Madden P.A.* Ann. Rev. Phys. Chem., 1980, **31**, 523.
2. *Андреева Т.Л., Малюгин А.В.* УФН, 1986, **150**, 525.
3. *Андреева Т.Л., Малюгин А.В.* ЖЭТФ, 1988, **94**, 130.
4. *Van Houten H., Hermans L.I.F., Beenakker J.J.M.* Physica, A, 1985, **131**, 64.
5. *Волькенштейн М.В.* Молекулярная оптика, М. Л., Гостехиздат, 1951, с. 531.
6. *De Lorenzi A., De Santis A., Frattini R., Sampoli M.* Phys. Rev. A, 1986, **33**, 3900.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 июля 1988 г.