

О ДЕПОЛЯРИЗОВАННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

Л.В. Аджемян, Л.Ц. Аджемян, Л.А. Зубков, В.Н. Романов

Экспериментально исследовано деполяризованное рассеяние света в смесях за счет дипольного переизлучения. Обнаружено, что оно сильно растет вблизи критической точки. Изучена зависимость интенсивности рассеянного света разных поляризаций от расстояния до луча.

В последнее время интенсивно изучается деполяризованное рассеяние света вблизи критической точки [1 – 3]. Так, в работах [1, 2] предсказано существование в этой области новой сильно возрастающей компоненты в спектре. Кроме того, из измерений степени деполяризации делаются попытки оценить вклад многократного рассеяния в поляризованную составляющую при определении критических индексов (см., например, [4]).

Настоящая работа выполнена с целью опытной проверки физических предпосылок, на которых построены работы [1, 2]. Для объяснения специфики эксперимента мы кратко изложим теоретические соображения, приводящие к результатам [1, 2].

Деполяризованное рассеяние света вызвано взаимным влиянием частиц в процессе рассеяния, его спектральная интенсивность в парном приближении [5]

$$I_{(2)} \sim \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 e^{ik e_{\parallel}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) - ik e_{\parallel}(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4)}. \quad (1)$$

$$T(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) T^*(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_4) < \delta n(\mathbf{r}_1) \delta n(\mathbf{r}_2, t) \delta n(\mathbf{r}_3) \delta n(\mathbf{r}_4, t) >_{\omega},$$

где $k_{e_{\Pi}}$ и k_{e_p} – волновые векторы падающей и рассеянной волны, $n(r)$ – плотность числа частиц. В тензоре T , учитывающем взаимное влияние частиц, в критической области определяющей становится самая дальнедействующая часть, связанная с дипольным переизлучением. В четверном корреляторе также следует учесть наиболее дальнедействующую несвязную часть, т. е. заменить его на произведение парных. Мы будем интересоваться бинарной смесью, для которой примем диффузионную кинетику. Тогда спектральная интенсивность рассеяния под углом $\theta = \pi/2$

$$I_{m(2)}^l \sim \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial c}\right)_p^4 \sum_{\mathbf{k}_1} \left(|T_{e_{\Pi} \mathbf{k} + \mathbf{k}_1}^{lm}|^2 + T_{e_{\Pi} \mathbf{k} + \mathbf{k}_1}^{lm} T_{e_p \mathbf{k} - \mathbf{k}_1}^{lm} \right) \times$$

$$\times \langle |c_{\mathbf{k}_1}|^2 \rangle \langle |c_{\mathbf{k}_1} - k(e_p - e_{\Pi})|^2 \rangle \frac{Dk_1^2 + D|k_1 - k(e_{\Pi} - e_p)|^2}{\omega^2 + [Dk_1^2 + D|k_1 - k(e_{\Pi} - e_p)|^2]^2},$$

(2)

где $D(k_1)$ – коэффициент диффузии, c – концентрация l и m – направление поляризации падающего и рассеянного света, $T^{lm} = -4\pi \frac{k_l^* k_m^* - k^{*2} \delta_{lm}}{k^2 - k^{*2}}$.

Отметим, что если в $T(k^*)$ положить $k = 0$ (поле статического диполя), то интегральная интенсивность, полученная из (2), совпадает с результатом Андреева [2] и растет как κ^{-1} , где κ^{-1} – корреляционная длина, а ширина спектра будет порядка $D\kappa^2$.

Однако основная часть эффекта обусловлена дальней частью T . При этом учет особенности в первом слагаемом в (2) при $k^* \sim k$ дает для

интегральной интенсивности $I_m^l \sim \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial c}\right)^4 \kappa^{-4} R^4 k^4$, где R – размер системы,

что соответствует [1]. Полуширина этого контура порядка Dk^2 . Этот результат чисто оценочный, поскольку точный ответ зависит от геометрии системы. Наиболее интересным здесь является сильный рост интенсивности при $T \rightarrow T_K$ и зависимость от размеров рассеивающей системы вида R^4 .

В настоящей работе исследовалось деполаризованное рассеяние света в смеси нитробензол – гексан вблизи критической точки расслаивания ($c_k = 0,41$ м.д. $C_6H_5NO_2$; $T_K = 20,45^\circ$). Измерения проводились на спектральной установке, описанной ранее [6]. Температура в кювете, куда перегонялись под вакуумом химически чистые компоненты смеси, поддерживалась с точностью $0,02^\circ C$. Измерения проводились при фиксированном угле $\theta = \pi/2$. Анализировался рассеянный свет трех поляризаций I_z^z , I_x^z , I_x^y . В компонентах I_x^z и I_x^y были действительно обнаружены узкие контуры, которые сильно возрастали при $T \rightarrow T_K$. Они значительно уже крыльев линии Рэлея (КЛР), что позволяет разделить обе части спектра. Интенсивность КЛР практически не менялась с температурой.

Однако разрешающей силы установки ($F \sim 10^7$) было недостаточно для определения скоростей изучаемых процессов. Количественные измерения деполаризованных компонент затруднены из-за сильного роста однократного рассеяния $I_{z(1)}^z$. Для его исключения измерения компонент $I_{z(2)}^z$, $I_{x(2)}^z$ и $I_{x(2)}^y$ проводились вне луча. При этом в измеряемых компонентах экспериментально не наблюдается КЛР. При такой постановке опыта разбиение четырехчастичного коррелятора в (1) на произведение парных становится точным.

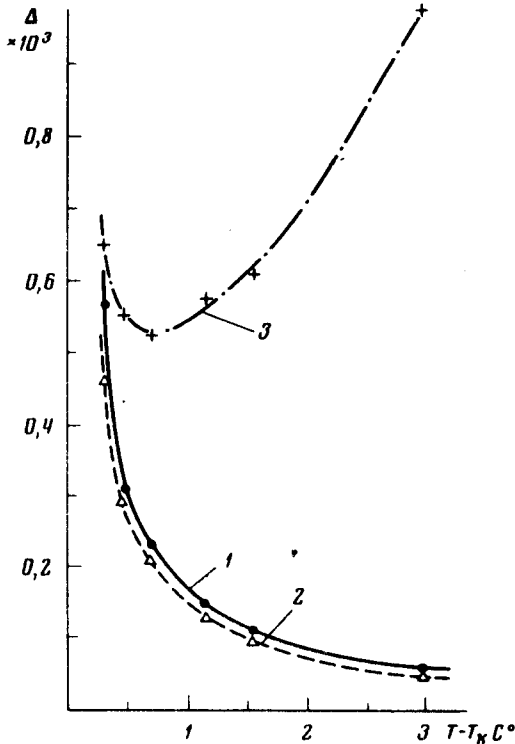


Рис. 1

На рис. 1 приведена зависимость от $T - T_K$ отношений компонент $I_{x(2)}^z$ и $I_{x(2)}^y$ вне луча ($h = 1$ мм) к I_z^z на луче (кривые 1 и 2). Из рисунка видно, что $I_{x(2)}^z$ и $I_{x(2)}^y$ растут гораздо быстрее (примерно в $1/(T - T_K)$ раз), чем I_z^z . Кривая 3 показывает зависимость степени деполаризации I_x^z / I_z^z от $T - T_K$ на луче с учетом вклада КЛР.

На рис. 2 приведены экспериментальные точки, дающие зависимость компонент $I_{x(2)}^z$, $I_{x(2)}^y$ и $I_{z(2)}^z$ от расстояния до луча. Здесь же показаны рассчитанные при данной геометрии опыта теоретические кривые. В пределах точности опыта соотношение между этими кривыми не зависит от $T - T_K$.

Была измерена зависимость степени деполаризации $\Lambda = I_{x(2)}^z / I_z^z$ при $h = 0$ от диаметра лазерного луча d . При этом Λ менялось пропорционально d при изменении его в 50 раз. Такой результат вполне естественен, так как в силу дальнего действия характера переизлучения $I_{x(2)}^z$ зависит только от размеров наблюдаемого объема, имеющего форму цилиндра с длиной всегда перекрывающей d . В этом случае $I_{x(2)}^z$ остается постоянным, а $I_{z(1)}^z$ уменьшается пропорционально d .

Таким образом, оказывается, что предсказанный теорией сильный рост деполяризованной компоненты при $T \rightarrow T_K$ и необычная объемная зависимость действительно имеют место, а количественное совпадение вычисленных кривых с экспериментальными дают дополнительное подтверждение в справедливости теоретических представлений. Необходимо отметить, что отношение I_x^z/I_x^y очень сильно зависит от геометрии установки, с чем, видимо, целиком связан эффект Кришнана [7].

Исследованный эффект является определяющим в деполяризованном рассеянии, а также вносит заметный вклад $I_{z(2)}^z$ в поляризованную компоненту. Поскольку вне луча $I_{z(2)}^z \gg I_{x(2)}^z$ (рис. 2), то оценка величины вторичного рассеяния по измерению Δ при определении критических индексов представляется сомнительной. С другой стороны, здесь возникает возможность независимого определения этих индексов, а также более корректного учета многократного рассеяния.

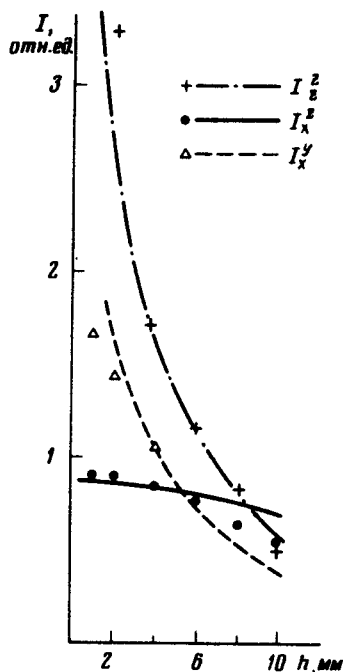


Рис. 2

В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.А.Соловьеву за постоянный интерес к работе и И.Л.Фабелинскому, А.Ф.Андрееву за полезное обсуждение работы.

Ленинградский
государственный университет
им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
20 апреля 1975 г.

Литература

- [1] D.W.Oxtoby, W.M.Gelbart. J. Chem. Phys., 60, 3359, 1974.
- [2] А.Ф.Андреев. Письма в ЖЭТФ, 19, 713, 1974.
- [3] А.К.Атаходжаев, Л.М.Кушаев, Л.М.Сабиров, В.С.Старунов, Т.М.Утарова, И.Л.Фабелинский. Письма в ЖЭТФ, 17, 92, 1973.

- [4] М.А.Анисимов, А.М.Евтюшенков, Ф.Ю.Кияченко, И.К.Юдин. Письма в ЖЭТФ, 20, 378, 1974.
- [5] A. D. Backingam, M. J. Stephan. Proc. Farad. Soc., 53, 884, 1957.
- [6] Л.А.Зубков, Н.Б.Рождественская, В.П.Романов. ЖЭТФ, 65, 1782, 1973
- [7] М.В.Волькенштейн. Молекулярная оптика, М., 1951.
-