

УДК 534-14.286:535.375.5

## НОВАЯ СХЕМА КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА АКУСТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ЖИДКОСТЯХ

*С. М. Гладков, Н. И. Коротеев*

Рассмотрена новая схема когерентной оптико-акустической спектроскопии, в которой метод активной спектроскопии комбинационного рассеяния света реализуется в конденсированной среде, возбужденной мощной ультразвуковой волной. Показано, что интенсивность света, когерентно рассеянного в антистоксову область, при сканировании частоты ультразвука содержит информацию о релаксации заселенностей колебательных уровней молекул среды. Это дает возможность выделить чисто колебательный вклад в акустическую релаксацию.

Изучение процессов релаксации, сопровождающих распространение звуковой волны в газе или жидкости, дает богатую информацию о структуре вещества и механизмах взаимодействия образующих его молекул [1, 2]. Обычно для извлечения этих данных измеряют частотную дисперсию поглощения и скорости звука.

Такой подход оказался плодотворным при изучении релаксационных процессов в газовых средах [2]. Однако данные измерения акустической дисперсии в жидкостях, как правило, с трудом поддаются интерпретации вследствие большого разнообразия релаксационных механизмов, одновременно влияющих на распространение звуковой волны [1, 3].

Цель настоящей статьи — рассмотреть возможность привлечения методов когерентной активной спектроскопии комбинационного рассеяния света (АСКР) [4] для разделения вкладов различных механизмов релаксации в акустическую дисперсию в жидкости и, в первую очередь, для выделения колебательной («кнезеровской») релаксации.

Как показано ниже, использование активной спектроскопии для зондирования акустически возбужденной среды позволяет установить само наличие колебательной релаксации, оценить вклад различных колебательных мод молекулы в акустическую релаксацию и измерить время релаксации населенностей каждой из этих мод.

Роль активной спектроскопии сводится к зондированию населенностей различных колебательных уровней молекул. Эти населенности промодулированы с частотой звука температурной «волной», которая сопровождает волну давления вследствие адиабатичности процесса распространения звука. Когерентный характер рассеяния света обеспечивает высокий уровень детектируемого светового сигнала, а также его высокую направленность, определяемую условиями модифицированной брэгговской дифракции. Именно эти особенности активной спектроскопии комбинационного рассеяния определяют ее превосходство над другими схемами оптического зондирования населенностей возбужденных колебательных состояний (например, спонтанным антистоксовым комбинационным рассеянием [5] и т. п.).

Таким образом, в статье речь пойдет о спектроскопической схеме, в которой зондирующее оптическое излучение с частотой  $\omega$  рассеивается в ан-

тистоксову область (частота  $\omega_a$ ) на когерентных внутримолекулярных колебаниях с частотой  $\Omega$ , возбуждаемых биением интенсивных световых волн накачки с частотами  $\omega_1, \omega_2: \omega_1 - \omega_2 \approx \Omega$ , в условиях, когда оптическая среда дополнительно возбуждена плоской акустической волной с частотой  $\omega'$ :

$$(1) \quad \omega_a = \omega + (\omega_1 - \omega_2) \pm \omega'.$$

Излучение антистоксовой компоненты происходит в направлении, определяемом условиями фазового синхронизма:

$$(2) \quad \mathbf{k}_a = \mathbf{k} + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \pm \mathbf{q},$$

где  $\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}$  — волновые векторы световых волн,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор акустической волны. Условие (2) можно интерпретировать как условие брэгговской дифракции когерентного антистоксова сигнала с частотой  $\omega_a$  на бегущей фазовой решетке, образованной звуковой волной с волновым вектором  $\mathbf{q}$ . Интенсивность  $I_a$  волны  $\omega_a$  несет информацию о модуляции разности населенностей возбужденного колебательного уровня с частотой  $\Omega$  и основного состояния.

Поскольку глубина модуляции населенностей колебательных уровней молекул с частотой звуковой волны  $\omega'$  падает при попадании  $\omega'$  в область кнезеровской релаксации, то это сказывается на интенсивности оптической антистоксовой компоненты, когерентно-рассеянной в направлении, определяемом условиями (2). Сканированием разности частот накачки  $\omega_1 - \omega_2$  можно поочередно добиться когерентного возбуждения всех комбинационно-активных колебательных мод молекулы.

Ниже изложена теория этого оптико-акустического метода; получено выражение для интенсивности антистоксового сигнала в жидкости кнезеровского типа в зависимости от частоты звука. Затем даны численные оценки; проанализирован вопрос об экспериментальной реализации методики. В заключение сформулированы требования к экспериментальной установке, использующей эту методику.

Генерация когерентной антистоксовой компоненты частоты  $\omega_a$  (1) в оптически прозрачной изотропной среде (жидкость, газ) описывается укороченным уравнением [4] для спектральной амплитуды светового поля  $E^{(a)}$ :

$$(3) \quad \frac{dE^{(a)}(z)}{dz} = i \frac{2\pi\omega_a}{cn(\omega_a)} P^{(NL)}(\omega_a; z) e^{-ik_a z}.$$

Здесь  $P^{(NL)}(\omega_a; z)$  — спектральная компонента нелинейной поляризации на частоте  $\omega_a$ ,  $n(\omega_a)$  — показатель преломления на частоте  $\omega_a$ . Все участвующие во взаимодействии световые (и акустические) волны считаем плоскими и монохроматическими. Полное оптическое поле имеет вид

$$(4) \quad E(t, \mathbf{r}) = \text{Re} \{ E^{(1)} e^{-i\omega_1 t + i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}} + E^{(2)} e^{-i\omega_2 t + i\mathbf{k}_2 \mathbf{r}} + E e^{-i\omega t + i\mathbf{k} \mathbf{r}} + E^{(a)}(z) e^{-i\omega_a t + i\mathbf{k}_a \mathbf{r}} \}.$$

Звуковая волна задается волной плотности числа молекул:

$$(5) \quad N(t, \mathbf{r}) = N + \text{Re} \{ \delta N e^{-i\omega' t + i\mathbf{q} \mathbf{r}} \}.$$

Здесь  $N$  — средняя плотность числа молекул. Ось  $z$  в (3) выбрана вдоль направления, в котором выполнены условия фазового синхронизма (2). Поэтому компонента нелинейной поляризации  $P^{(NL)}(\omega_a; z)$ , дающая основной вклад в монотонно нарастающее решение (3), имеет вид

$$(6) \quad P^{(NL)}(\omega_a; z) = P^{(NL)}(\omega_a) e^{ik_p z},$$

где  $k_p = k_{1z} - k_{2z} + k_z \pm q_z$ ; амплитуды волн накачки ( $E^{(1, 2)}$ ) и пробной волны ( $E$ ), как обычно [4], считаются заданными, а амплитуда когерентно-рассеянной компоненты  $E^{(a)}(z)$  — медленно изменяющейся функцией координаты  $z$ . Амплитуда  $P^{(NL)}(\omega_a)$  в (6) не содержит зависимости от  $z$ . Решение

(3) с нелинейным источником (6) и с граничным условием  $E^{(a)}=0$  при  $z=0$  получается непосредственным интегрированием, так что для интенсивности  $I_a$  получаем

$$(7) \quad I_a = \frac{cn}{8\pi} |E^{(a)}|^2 = \frac{\pi\omega_a^2}{2cn} |P^{(NL)}(\omega_a)|^2 z^2.$$

Цель дальнейшего расчета — выразить  $P^{(NL)}(\omega_a)$  через амплитуды световых волн и волны плотности, а также через интересующие нас молекулярные параметры.

Распространение звука в среде, образованной молекулами со внутренними степенями свободы, представляет собой, вообще говоря, неравновесный процесс, сопровождающийся различными процессами релаксации [1].

Нас будет интересовать релаксация колебательных степеней свободы молекул, находящихся в основном электронном состоянии. Воспользуемся простой двухуровневой моделью молекулы с одной колебательной степенью свободы. Такую среду можно рассматривать как совокупность двух квазиравновесных подсистем — трансляционной и колебательной, между которыми происходит обмен энергией. Первую подсистему можно характеризовать трансляционной температурой  $T(t, z)$ , а вторую — разностью населенностей  $\mathcal{D}(t, z)$  основного и возбужденного состояний, нормированной на одну молекулу.

Вследствие того что распространение звука с частотами  $\omega' < 10^{12}$  гц происходит адиабатически (см., например, [1], гл. V), волну плотности (5) будет сопровождать волна трансляционной температуры:

$$(8) \quad T(t, \mathbf{r}) = T + \text{Re} \{ \delta T e^{-i\omega' t + i\mathbf{q}\mathbf{r}} \}.$$

$T$  — истинная равновесная температура среды; амплитуда температурной волны  $\delta T$  связана с амплитудой звуковой волны (5) соотношением

$$(9) \quad \delta T = \frac{T}{C_V \rho} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \frac{\delta N}{N},$$

$p$  — давление,  $C_V$  — теплоемкость среды при постоянном объеме.

«Мгновенной» температуре (8) соответствует квазиравновесное значение разности населенностей  $\mathcal{D}^e$ , определяемое больцмановским распределением:

$$(10) \quad \mathcal{D}^e(t, z) = \text{th} \frac{\hbar\Omega}{2kT(t, z)}.$$

Однако из-за колебательной релаксации истинное мгновенное значение  $\mathcal{D}(t, z)$  не будет совпадать со значением  $\mathcal{D}^e(t, z)$ .

Пренебрегая влиянием оптических полей накачки на разность населенностей колебательных уровней (в конденсированных средах это справедливо при интенсивностях вплоть до  $\sim 100$  МВт/см<sup>2</sup>, что практически всегда выполняется в экспериментах по АСКР [6]) и вводя время релаксации  $T_1$ , для  $\mathcal{D}(t, z)$  можем записать простое уравнение [6]

$$(11) \quad \frac{\partial \mathcal{D}}{\partial t} + \frac{\mathcal{D} - \mathcal{D}^e}{T_1} = 0.$$

Решение (11) нетрудно получить, используя (8) — (10) в виде разложения по малому параметру  $\xi = \delta N/N$ ; ограничиваясь линейными по  $\xi$  членами, получаем

$$(12) \quad \mathcal{D}(t, z) = \mathcal{D}_0 + \text{Re} \{ \delta \mathcal{D} \exp(-i\omega' t + i\mathbf{q}\mathbf{r}) \},$$

где  $\mathcal{D}_0$  — константа,

$$(13) \quad \delta \mathcal{D} = - \frac{2AB\xi}{\sqrt{1 + (\omega' T_1)^2}} \exp \{ i \arctg(\omega' T_1) \},$$

$$(14) \quad A = \exp(-\hbar\Omega/kT), \quad B = \frac{\hbar\Omega}{kT} \frac{1}{\rho C_V} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V.$$

Из уравнения (13), в частности, видно, что  $\delta\mathcal{D} \rightarrow 0$  при  $\omega' \gg T^{-1}$ .

Оператор наведенного световым полем дипольного момента молекулы можно представить в виде

$$(15) \quad \hat{\mu} = \hat{\alpha}\mathcal{E},$$

где  $\hat{\alpha}$  — оператор поляризуемости молекулы,  $\mathcal{E}$  — действующее (локальное) поле световой волны.

Для поляризации единицы объема среды справедливо следующее представление:

$$(16) \quad P = N \text{Sp}(\hat{\rho}\hat{\mu}) = NLE(\alpha_{01}\rho_{10} + \alpha_{10}\rho_{01}).$$

$L = (n^2 + 2)/3$  — фактор Лоренца коррекции на внутреннее поле,  $\rho$  — матрица плотности молекулы; для простоты мы опускаем тензорные индексы, а индексы 0 и 1 соответствуют нижнему и верхнему колебательным уровням.

Плотность молекул  $N$  и фактор Лоренца промодулированы звуковой волной. Каждая из этих величин будет давать вклад в регистрируемый в направлении (2) когерентный антистоксов сигнал.

Уравнение для недиагонального элемента матрицы плотности во втором порядке теории возмущений по световому полю записывается стандартно (см. например, [6]):

$$(17) \quad \frac{\partial \rho_{10}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2, z, t)}{\partial t} + \left( i\Omega + \frac{1}{T_2} \right) \rho_{10}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2, z, t) = \\ = iL^2 \frac{\alpha_{10}}{\hbar} E^{(1)} E^{(2)*} \mathcal{D}(t, z) e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2)z}.$$

Здесь  $\Omega$  — частота колебательного перехода,  $T_2$  — время «поперечной» релаксации;  $\mathcal{D}(t, z)$  определена в (12).

С помощью (16), (17) и (12) получаем следующее выражение для интересующей нас амплитуды нелинейной поляризации:

$$(18) \quad P^{(NL)}(\omega_a) = \frac{N|\alpha_{10}|^2 L_0^4}{\hbar} \frac{EE^{(1)}E^{(2)*}}{\Omega - (\omega_1 - \omega_2) - i/T_2} \left( \mathcal{D}_0 + 4\mathcal{D}_0 \frac{L'}{L_0} + \delta\mathcal{D}/\xi \right) \xi,$$

где  $L_0 = L|_{\xi=0}$ ;  $L' = (\partial L / \partial \xi)|_{\xi=0} \approx L_0(n^2 - 1)/3$ . При выводе (18) использовано неравенство  $\omega' \ll 1/T_2$ .

В модели комбинационного рассеяния Плачека [7] можно положить  $\alpha_{10} = (\partial\alpha/\partial Q)_0 Q_{01}$ , где  $(\partial\alpha/\partial Q)_0$  — производная электронной поляризуемости молекулы по нормальной ядерной координате  $Q$  при  $Q=0$ ;  $Q_{01} = (\hbar/2M\Omega)^{1/2}$  — амплитуда нулевых колебаний.

Наконец, с помощью (7) и (12) — (14) получаем для относительной интенсивности когерентно-рассеянного сигнала

$$(19) \quad \frac{I_a}{I} = \frac{\pi\omega_a^2}{cn} N^2 \left( \frac{\partial\alpha}{\partial Q} \right)_0^4 \frac{L_0^8}{(M\Omega)^2 [\Omega - (\omega_1 - \omega_2)]^2 + 1/T_2^2} \times \\ \times \left[ m^2 + \frac{4A^2B^2 - 4ABm}{1 + (\omega'T_1)^2} \right] \xi^2.$$

Здесь  $m = 1 + 4 \frac{L'}{L_0} = \frac{4n^2 - 1}{3}$  и условие фазового синхронизма (2) считается выполненным.

Стоящий перед квадратными скобками в (19) множитель имеет стандартный вид, хорошо известный в теории активной спектроскопии [4].

Хотя до сих пор мы пользовались простейшей моделью двухуровневой молекулы, не составляет труда обобщить полученные результаты на случай многоуровневой молекулы. Для этого вместо (10) следует записать для разности населенностей  $i$ -го уровня и основного состояния

$$(20) \quad D_i^e(t, z) \approx 1 - 2 \frac{g_i}{g_0} \exp \left\{ -\frac{\hbar \Omega_i}{kT(t, z)} \right\} - \sum_{j \neq i} \frac{g_j}{g_0} \exp \left\{ -\frac{\hbar \Omega_j}{kT(t, z)} \right\}.$$

Здесь, как и раньше, считается, что  $\hbar \Omega_j \gg kT$  для всех  $j$ ;  $g_i$  — кратности вырождения уровней с номером  $i$ .

Выражение (12) можно теперь записать применительно к любому уровню, на который произведена настройка разности частот накачки,  $\omega_1 - \omega_2 \approx$

| Жидкость<br>( $T=300^\circ \text{K}$ ) | $\vartheta$ , см $^{-1}$ | Показатель преломления<br>$n$ | $v$  | Жидкость<br>( $T=300^\circ \text{K}$ ) | $\vartheta$ , см $^{-1}$ | Показатель преломления<br>$n$ | $v$  |
|--|--------------------------|-------------------------------|------|--|--------------------------|-------------------------------|------|
| CO $_2$ ; $p=60$ атм                   | 1338                     | 1,5                           | 0,13 | CH $_2$ Cl $_2$                        | 285                      | 1,42                          | 0,45 |
| CS $_2$                                | 657                      | 1,63                          | 0,76 | C $_6$ H $_6$                          | 606                      | 1,5                           | 0,95 |

$\approx \Omega_i$ , если вместо величины  $A$  взять следующее выражение:

$$(21) \quad A_i = \frac{g_i}{g_0} \exp \left\{ -\frac{\hbar \Omega_i}{kT} \right\} + \sum_{j \neq i} \frac{g_j \Omega_j}{2 \Omega_i g_0} \exp \left\{ -\frac{\hbar \Omega_j}{kT} \right\}.$$

Однако надо иметь в виду, что уравнение (19) справедливо лишь в том случае, если время  $T_1$  является общим временем релаксации населенностей всех колебательных уровней молекулы (ср. [1], гл. IX).

Перейдем к численным оценкам. Уравнение (19) может быть использовано для определения времени колебательной релаксации. Для этого необходимо измерить зависимость интенсивности когерентно-рассеянной в направлении синхронизма (2) антистоксовой компоненты от частоты звуковой волны  $\omega'$ . Точка перегиба этой кривой будет соответствовать частоте  $\omega' = T_1^{-1}$ . Введем параметр «контрастности» указанной зависимости:

$$(22) \quad v = \frac{I_\infty^{(a)} - I_0^{(a)}}{I_\infty^{(a)}} = 4 \frac{AB}{m} - 4 \left( \frac{AB}{m} \right)^2.$$

Здесь  $I_0^{(a)}$ ,  $I_\infty^{(a)}$  — интенсивности сигналов при  $\omega' \rightarrow 0$  и  $\omega' \gg T_1^{-1}$  соответственно. Рассчитанные по формуле (22) значения контрастности сведены в таблицу для нескольких типично «кнезеровских» жидкостей, находящихся при нормальных условиях, с учетом (21).

Видно, что во многих случаях контрастность достаточно велика для проведения надежных измерений.

Для оценки интенсивности рассеянной световой компоненты необходимо оценить параметр  $\xi$ . В соответствии с [1] находим, что в случае поддержания в жидкости постоянной акустической плотности мощности  $I^{\text{ак}} = 1$  вт/см $^2$

$$(23) \quad \xi = \frac{1}{c} \sqrt{2I^{\text{ак}}/\rho c} \sim 10^{-4}.$$

Здесь  $\rho$  — плотность,  $c$  — скорость звука. Для оценок взято  $\rho = 1$  г/см $^3$ ,  $c = 10^5$  см/сек. Поскольку сигнал рождается в небольшом объеме, образованном пересекающимися сфокусированными пучками накачки, то в его пределах можно надеяться получить большие акустические интенсивности. Но и оценка (23) позволяет получить оптический сигнал, достаточный для

детектирования: в соответствии с (19) интенсивность его будет в  $10^7 \div 10^8$  раз слабее той, которая регистрируется в обычной схеме активной спектроскопии. В последнем случае типичными являются значения к.п.д. преобразования волны накачки в когерентный антистоксов сигнал на уровне  $0,01-0,001$  в сфокусированных пучках мощностью  $10-100$  квт. В результате суммарная эффективность рассматриваемого процесса может составить величину  $10^{-9}-10^{-11}$ , что при мощности пробной волны  $P=10$  квт дает мощность когерентной антистоксовой компоненты  $P_a \sim 10^{-5}-10^{-7}$  вт.

До сих пор мы считали все взаимодействующие акустические и световые поля, вводимые извне в исследуемую среду, заданными. На самом деле звуковая волна в области акустической дисперсии сильно поглощается на расстояниях порядка нескольких длин волн. Это приводит к необходимости вносить поправку в регистрируемую в эксперименте зависимость  $I_a(\omega')$  на линейное затухание звука. Таким образом, на интенсивность антистоксова сигнала через затухание звука и соответственно уменьшение длины когерентного акусто-оптического взаимодействия будет оказывать влияние любая разновидность акустической релаксации, а не только колебательная. Однако такой «тривиальный» вклад акустической релаксации в зависимость  $I_a(\omega')$  нетрудно учесть путем нормировки этой зависимости на квадрат длины затухания звука  $l_{ак} = \alpha^{-1}(\omega')$  ( $\alpha(\omega')$  — амплитудный коэффициент затухания звука) с учетом следующей формулы:

$$(24) \quad I_a(\omega') \sim \xi^2 \left[ m^2 + \frac{4A^2B^2 - 4ABm}{1 + (\omega' T_1)^2} \right] \left[ 1 - \exp \left\{ -\frac{\gamma(\omega' \tau_a)^2 z}{1 + (\omega' \tau_a)^2} \right\} \right]^2 \times \\ \times \gamma^{-2} \tau_a^{-4} \omega'^{-4} (1 + \omega'^2 \tau_a^2)^2.$$

Здесь  $z$  — длина области перекрытия световых пучков,  $\tau_a$  — время акустической релаксации того типа, которая обуславливает затухание звука с частотой  $\omega'$ ,  $\gamma$  — коэффициент затухания звука при  $\omega' \gg \tau_a^{-1}$ .

Для применения (24) необходимо знать величины параметров  $\tau_a$  и  $\gamma$ , которые обычно известны из акустических измерений.

Из (24) нетрудно видеть, что, выбирая  $z < l_{ак} = \alpha^{-1}(\omega')$ , из зависимости  $I_a(\omega')$  вообще можно исключить дисперсию длины акусто-оптического взаимодействия.

Необходимо иметь в виду, что в области акустической релаксации диспергирует и величина  $B$ , входящая в (19), (24). Пользуясь соображениями, аналогичными [8], можно записать

$$(25) \quad B = B_0 \frac{1 + i\omega' \tau_{st}}{1 + i\omega' \tau_{vs}},$$

где  $\frac{\tau_{st}}{\tau_{vs}} = \frac{\bar{\alpha}(\omega' \rightarrow 0)}{\bar{\alpha}(\omega' \gg \tau_a^{-1})}$ ;  $B_0 = B(\omega' = 0)$ ;  $\bar{\alpha}$  — термический коэффициент рас-

ширения. В случае кнезеровской релаксации  $\bar{\alpha}(\omega' \rightarrow 0) = \bar{\alpha}(\omega' \gg \tau_a^{-1})$  и  $B$  не диспергирует. В противном случае полученную экспериментальную зависимость  $I_a(\omega')$  следует нормировать с учетом (25).

Суммируя результаты работы, следует подчеркнуть, что предложенная схема когерентной оптико-акустической спектроскопии может стать полезным инструментом изучения акустической дисперсии, особенно кнезеровского типа. С ее помощью можно изучать вклад различных колебательных мод молекул в суммарный эффект акустической релаксации. Для правильной интерпретации полученных результатов необходимо привлекать данные обычных акустических измерений.

Для повышения уровня регистрируемого оптического сигнала необходимо повышать интенсивность звуковых волн, что в области акустических частот  $\omega' \sim 10^8 - 10^{10}$  гц не является простой задачей. Для этих целей можно воспользоваться интенсивными звуковыми волнами, возбуждае-

мыми в процессе типа вынужденного рассеяния Мандельштама — Бриллюэна в поле двух световых пучков, пересекающихся под заданным углом, либо использовать схему генерации звука при поглощении световых импульсов большой мощности, следующих друг за другом с требуемой частотой [9].

Наконец, заметный антистоксов сигнал можно получить, вообще не прибегая к помощи источников звука, а воспользовавшись взаимодействием света с дебаевскими гипер акустическими волнами.

Авторы благодарны С. А. Ахманову, В. А. Красильникову, Л. К. Зарембо и А. А. Вигасину за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П. Основы молекулярной акустики. М., «Наука», 1964.
2. Litovitz Y. S., Herzfeld K. F. Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves. N. Y.—London, Acad. Press, 1959.
3. Хабибуллаев П. К. Исследование акустической релаксации в жидких системах. Автореф. докт. дис. Новосибирск, 1971.
4. Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Спектроскопия рассеяния света и нелинейная оптика, нелинейнооптические методы активной спектроскопии комбинационного и релеевского рассеяния. Успехи физ. наук, 1977, 123, 3, 405—471.
5. Lauberau A., D. von der Linde, Kaiser W. Direct Measurement of the Vibrational Lifetimes in Liquids. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 18, 1162—1165.
6. Ахманов С. А., Драбович К. Н., Сухоруков А. П., Чиркин А. С. О вынужденном комбинационном рассеянии в поле сверхкоротких световых импульсов. ЖЭТФ, 1970, 59, 2, 485—500.
7. Плачек Г. Релеевское рассеяние и Раман-эффект. Харьков — Киев, Гос. науч. техн. изд-во Украины, 1935.
8. Бауэр Г. Феноменологическая теория релаксационных явлений в газах. В сб.: Физическая акустика. Под ред. У. Мэзона. М., «Мир», 1968, т. 2А, 61.
9. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн. Акуст. ж., 1973, 19, 3, 305—320.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова  
физический факультет

Поступила  
22 мая 1978 г.