



УДК .535.21: 536.48: 538:953

Т.Х.Салихов, О.Ш.Одилов

Таджикский национальный университет, Таджикистан,  
734025, Душанбе, пр. Рудаки, 17, E-mail: t\_salikhov@rambler.ru

## ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

*Предложена теория генерации оптоакустических (ОА) волн первого и второго звуков в сверхтекучем гелии для случая, когда падающий луч является достаточно тонким и слабо поглощается. Рассмотрение проведено для двух случаев: 1) амплитуда падающего луча изменяется по гармоническому закону; 2) падающий луч является импульсом. Показано, что в обоих случаях в системе генерируются оптоакустические волны первого и второго звуков, каждый из которых состоит из двух составляющих: колебания давления, распространяющегося со скоростями  $u_1$  (обычный) и  $u_2$  («медленный» первый звук); колебания температуры распространяющегося со скоростями  $u_2$  (обычный) и  $u_1$  («быстрый» второй звук). Из анализа полученных выражений и численных расчетов следует, что фазы ОА сигналов «медленного» первого звука и обычного второго звука являются чувствительными параметрами к кинетическим коэффициентам и, следовательно, измерения этих величин позволяют определить эти коэффициенты.*

ОПТОАКУСТИКА, СВЕРХТЕКУЧИЙ ГЕЛИЙ, ВТОРОЙ ЗВУК, КИНЕТИЧЕСКИЕ  
КОЭФФИЦИЕНТЫ

### ВВЕДЕНИЕ

Очевидно, что одним из преимуществ оптических методов исследования параметров потоков в конденсированных средах является их безконтактность и достаточно высокие точности. Оптоакустические методы являются одними из них. Между тем, существуют большие трудности в выполнении прецизионных измерений коэффициентов поглощения первого и второго звуков в сверхтекучем гелии в широкой области частот, особенно в области частот релаксационных процессов. По этой причине разделение вкладов различных релаксационных процессов в дисперсию коэффициента поглощения и кинетических коэффициентов становится проблематичным (см., например, [1-6]) и привлечение новых, в том числе оптических, методов к исследованию акустических и кинетических параметров He-II становится достаточно актуальным. Целью настоящей работы является создание теории генерации ОА сигналов первого и второго звуков в He-II с учетом диссипативных процессов и анализ возможности определения кинетических величин из ОА - измерения параметров этих сигналов.

## ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ РЕШЕНИЕ

Предположим, что на цилиндрическую кювету с радиусом  $d_0$ , содержащем исследуемую систему, падает тонкий луч лазера, радиус перетяжки которого  $w \ll d_0$ . Также будем считать, что длина волны падающего луча совпадает с областью слабого поглощения He-II, так что справедливо условие  $\beta l \ll 1$ , где  $\beta$  - оптический коэффициент поглощения. Будем исходить из следующей системы связанных волновых уравнений для акустических возмущений давления  $P(t, r)$  и температуры  $T(t, r)$  в поле лазерного излучения [7]:

$$\frac{1}{u_1^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta_r P - 2\Gamma_1 \Delta_r \frac{\partial p}{\partial t} = \rho_0 \alpha_T u_2^2 \Delta_r T + \frac{2I_0 \beta \alpha_T}{\pi w^2 C_P} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2}\right] \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{u_2^2} \frac{\partial T}{\partial t^2} - b_1 \Delta_r T - 2\Gamma_2 \Delta_r \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_0 \alpha_T u_1^2}{\rho_0 C_P u_2^2} \Delta_r p + \frac{2I_0 \beta b_1}{\pi w^2 \rho_0 C_P u_2^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2}\right] \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_T$  - коэффициент теплового расширения,  $C_P$  - удельная теплоемкость,  $b_1 = 1 + b$ ,  $b = T_0 \alpha_T^2 u_1^2 / C_P$ ,  $u_1, u_2$  - скорости первого и второго звуков, соответственно;

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2\rho_0 u_1^2} \left( \frac{4}{3} \eta + \xi_2 \right), \quad \Gamma_2 = \frac{\rho_s}{2\rho_0 \rho_n u_2^2} \left( \Lambda + \frac{\rho_n}{\rho_s} \frac{\kappa}{C_P} \right), \quad \Lambda = \frac{4}{3} \eta + \xi_2 - 2\rho_0 \xi_1 + \rho_0^2 \xi_3,$$

$\eta, \xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$  - коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости;  $\kappa$  - коэффициент теплопроводности;  $T_0$  - равновесная температура;  $\varphi(t)$  - функция, описывающая временную эволюцию лазерного импульса, а  $\Delta = \Delta_r$  радиальная часть оператора Лапласа. Величины  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  могут быть вычислены из результатов экспериментальных данных по измерению коэффициентов поглощения звуков  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , для чего необходимо воспользоваться соотношениями  $\Gamma_1 = (\alpha_1 / \omega^2) u_1$  и  $\Gamma_2 = (\alpha_2 / \omega^2) u_2$ . В таблице 1. приведены эти значения для некоторых температур, вычисленные из экспериментальных данных [8]. Из этой таблицы видно, что  $\Gamma_1$  на два порядка меньше  $\Gamma_2$  и в области температур  $1.3K \leq T \leq 2.0K$  значения этих величин уменьшаются примерно в десять раз.

Таблица 1. Численные значения параметров  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , вычисленные на основе данных [8] по коэффициентам поглощения первого  $\alpha_1$  и второго  $\alpha_2$  звуков

T, K	$u_1$ , м/с	$u_2$ , м/с	$\Gamma_1, 10^{-11}$ , с	$\Gamma_2, 10^{-9}$ , с
1,3	236,9	19,1	0,2	2,14
1,4	236,4	19,7	0,14	1,10
1,5	235,6	20,1	0,09	0,62
1,6	234,6	20,3	0,07	0,37
1,7	233,2	20,3	0,05	0,22
1,8	231,4	19,85	0,04	0,11
1,9	229,3	18,7	0,03	0,095
2,0	226,4	16,4	0,04	0,008

Будем считать, что луч является настолько тонким, что справедливо равенство [9]

$$\frac{\delta(r)}{r} = \lim_{w \rightarrow 0} \left( \frac{e^{-r^2/w^2}}{2w^2} \right) = \lim_{w_0 \rightarrow 0} \left( \frac{e^{-2r^2/w_0^2}}{w_0^2} \right), \quad (3)$$

где  $w_o = \sqrt{2}w$ .

Для рассматриваемой задачи представляет интерес два вида функции  $\varphi(t)$ , которых будем исследовать отдельно.

I. Предположим, что интенсивность падающего луча изменяется по гармоническому закону  $\varphi(t) = \exp(-i\omega t)$ . Тогда используя представления  $\tilde{p}(t, s) = \tilde{p}(\omega, s) \exp(-i\omega t)$ ,  $\tilde{T}(t, s) = \tilde{T}(\omega, s) \exp(-i\omega t)$  и используя интегральное преобразование Ханкеля

$$\tilde{A}(s, t) = \int_0^{\infty} dr r J_0(rs) A(r, t),$$

где  $J_0(rs)$ - функция Бесселя нулевого порядка, из (1) и (2) будем иметь систему алгебраических уравнений

$$\left(\frac{\omega^2}{u_1^2} - s^2 + 2i\omega\Gamma_1 s^2\right) \tilde{p}(\omega, s) - \rho_0 \alpha_T u_2^2 s^2 \tilde{T}(\omega, s) = \frac{i\omega\alpha_T}{C_p}, \quad (4)$$

$$-\frac{T_0 \alpha_T u_1^2}{\rho C_p u_2^2} s^2 \tilde{p}(\omega, s) + \tilde{T}(\omega, s) \left(\frac{\omega^2}{u_2^2} - s^2 b_1 + 2i\omega\Gamma_2 s^2\right) = \frac{i\omega b_1}{\rho C_p u_2^2}, \quad (5)$$

решения которых можно представить в виде

$$p(\omega, r) = p_1(\omega, r) + p_2(\omega, r), \quad (6)$$

$$T(\omega, r) = T_1(\omega, r) + T_2(\omega, r). \quad (7)$$

Выражения (6) и (7) показывают двухконтурный состав генерируемых волн: колебания давления распространяются со скоростями  $u_1$  (обычный) и  $u_2$  (медленный первый звук); колебания температуры распространяются со скоростями  $u_2$  (обычный) и  $u_1$  (быстрый второй звук). Для этих величин получены следующие выражения:

$$p_1(\omega, r) = \frac{\alpha_T \omega u_1^2 \beta I_0}{2C_p (C_1^2 - C_2^2)} \frac{G_3}{G_1} H_0^{(1)}(rq_1 \exp(i\frac{\Psi_1}{2})) \exp[i(\psi_1 + \psi_3)], \quad (8)$$

$$p_2(\omega, r) = -\frac{\alpha_T \omega u_1^2 \beta I_0}{2C_p (C_1^2 - C_2^2)} \frac{G_4}{G_2} H_0^{(1)}(rq_2 \exp(i\frac{\Psi_2}{2})) \exp[i(\psi_2 + \psi_4)], \quad (9)$$

$$T_1(\omega, r) = \frac{\omega \beta I_0}{2\rho C_p C_1^2 (C_1^2 - C_2^2)} \frac{G_5}{G_1} H_0^{(1)}(rq_1 \exp(i\frac{\Psi_1}{2})) \exp[i(\psi_1 + \psi_5)], \quad (10)$$

$$T_2(\omega, r) = -\frac{\omega \beta I_0}{2\rho C_p C_2^2 (C_1^2 - C_2^2)} \frac{G_6}{G_2} H_0^{(1)}(rq_2 \exp(i\frac{\Psi_2}{2})) \exp[i(\psi_2 + \psi_6)], \quad (11)$$

где  $\psi_1 = \arctg(a_1)$ ,  $\psi_2 = \arctg(a_2)$ ,  $\psi_3 = \arctg(D_1)$ ,  $\psi_4 = \arctg(D_2)$ ,  $\psi_5 = \arctg \frac{\Omega_2 \omega}{C_1^2 b_1 - u_1^2}$ ,

$\psi_6 = \arctg \frac{\Omega_2 \omega}{C_2^2 b_1 - u_1^2}$ ,  $a_1 = 2\omega\delta_1$ ,  $a_2 = 2\omega\delta_2$ ,  $D_1 = \frac{2\omega}{C_1^2} (\Gamma_2 u_2^2 - \Omega_1)$ ,

$D_2 = \frac{2\omega}{C_2^2} (\Gamma_2 u_2^2 - \Omega_1)$ ,  $G_1 = \sqrt{1+a_1^2}$ ,  $G_1 = \sqrt{1+a_1^2}$ ,  $G_3 = \sqrt{1+D_1^2}$ ,  $C_2^2 \approx u_2^2 (1+W)^{-1}$ ,  $G_4 = \sqrt{1+D_2^2}$ ,

$G_5 = \sqrt{(\Omega_2 \omega)^2 + (C_1^2 b_1 - u_1^2)^2}$ ,  $G_6 = \sqrt{(\Omega_2 \omega)^2 + (C_2^2 b_1 - u_1^2)^2}$ ,  $C_1^2 \approx u_1^2 (1+W)$ ,  $W = bu_2^2 (u_1^2 - u_2^2)^{-1}$ ,

$$\Omega_1 = \frac{C_1^2 C_2^2 (\delta_2 - \delta_1)}{C_1^2 - C_2^2}, \Omega_2 = 2[u_1^2 (b_1 \Gamma_1 - \delta_1) - \frac{C_2^2 (b_1 C_1^2 - u_1^2) (\delta_2 - \delta_1)}{C_1^2 - C_2^2}], q_1 = \frac{\omega}{C_1}, q_2 = \frac{\omega}{C_2},$$

$$\delta_1 = (C_1^2 - C_2^2)^{-1} [\Gamma_1 u_1^2 + \Gamma_2 u_2^2 - u_1^2 u_2^2 C_1^{-2} (\Gamma_1 b_1 + \Gamma_2)], \delta_2 = [u_1^2 u_2^2 C_2^{-2} (\Gamma_1 b_1 + \Gamma_2) - \Gamma_1 u_1^2 - \Gamma_2 u_2^2] (C_1^2 - C_2^2)^{-1}.$$

Отметим, что область применения выражений (8)-(11) ограничена областью частот, подчиняющейся неравенству  $\omega \ll \omega_\chi = u_2^2 / \chi$  [10], где  $\chi$  - коэффициент температуропроводности системы. Вычисления показывают, что для этой области частот справедливы следующие оценки:  $a_1 = 2\omega\delta_1 \ll 1$ ,  $D_1 \approx 0$ ,  $D_2 \approx 0$ ,  $\Omega_1 \approx C_2^2 \delta_2 \approx u_2^2 \Gamma_2$ ,  $\Omega_2 \approx 2b(u_1^2 \Gamma_1 - u_2^2 \Gamma_2) \approx -2bu_2^2 \Gamma_2$ ,  $G_1 \approx 1$ ,  $G_2 \approx 1$ ,  $G_3 \approx 1$ ,  $G_4 \approx 1$ ,  $G_5 \approx bu_1^2$ ,  $G_6 \approx u_1^2$  и, как следствие,  $\psi_1(\omega) \approx 0$ ,  $\psi_3(\omega) \approx 0$ ,  $\psi_4(\omega) \approx 0$ ,  $\psi_5(\omega) \approx 0$ ,  $\psi_6(\omega) \approx 0$ . Из этих оценок следует, что в данном случае влияние диссипации на амплитуды генерируемых сигналов первого и второго звуков пренебрежимо мало. Из шести величин, характеризующих величину фазы, лишь величина  $\psi_2(\omega)$  заметно отличается от нуля.

Ввиду того, что в экспериментах измерения параметров ОА сигнала проводятся в дальней зоне, то целесообразно переписать выражения (8)-(11) в соответствии с этим условием эксперимента, но принимая во внимание уже выписанные оценки. Тогда будем иметь

$$p_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\alpha_T u_1^2 \beta I_0}{C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (12)$$

$$p_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\alpha_T u_1^2 \beta I_0}{C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp\{[-rq_2 \sin(\frac{\Psi_2}{2})] + i[rq_2 \cos(\frac{\Psi_2}{2}) + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4}]\}, \quad (13)$$

$$T_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\beta I_0 b u_1^2}{\rho C_p C_1^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (14)$$

$$T_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\beta I_0 u_1^2}{\rho C_p C_2^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp\{[-rq_2 \sin(\frac{\Psi_2}{2})] + i[rq_2 \cos(\frac{\Psi_2}{2}) + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4}]\}, \quad (15)$$

где  $\Psi(\omega) = 3\psi_2(\omega)/4$  - частотно-зависящая часть фазы регистрируемой волны. Расчеты показывают, что величина  $0.5\psi_2 < 0.15$  и, следовательно, в выражениях (13) и (15) можно положить  $\sin(0.5\psi_2) \approx 0$ ,  $\cos(0.5\psi_2) \approx 1$ . Тогда будем иметь:

$$p_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\alpha_T u_1^2 \beta I_0}{C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (16)$$

$$p_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\alpha_T u_1^2 \beta I_0}{C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i[rq_2 + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4}]], \quad (17)$$

$$T_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\beta I_0 b u_1^2}{\rho C_p C_1^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (18)$$

$$T_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\beta I_0 u_1^2}{\rho C_p C_2^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i[rq_2 + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4}]]. \quad (19)$$

Полученные выражения показывают, что в рассматриваемом случае наличие диссипативных процессов в сверхтекучем гелии может быть определено и исследовано посредством измерения фазы ОА сигналов  $p_2(\omega, r)$  (медленного первого звука) и  $T_2(\omega, r)$  (обычного второго звука). На рис.1. показана зависимость  $\Psi(\omega)$  от частоты при  $T=1.4\text{K}$ . Обратим внимание на то, что при выполнении этих расчетов мы ограничились диапазоном частот  $\omega \leq 0.2\omega_\chi$ , что соответствует области применимости исходных уравнений. Из этого рисунка видно, что  $\Psi(\omega)$  в этой области частот линейно растет и достигает  $\sim 10^\circ$ , что является вполне измеряемой величиной.

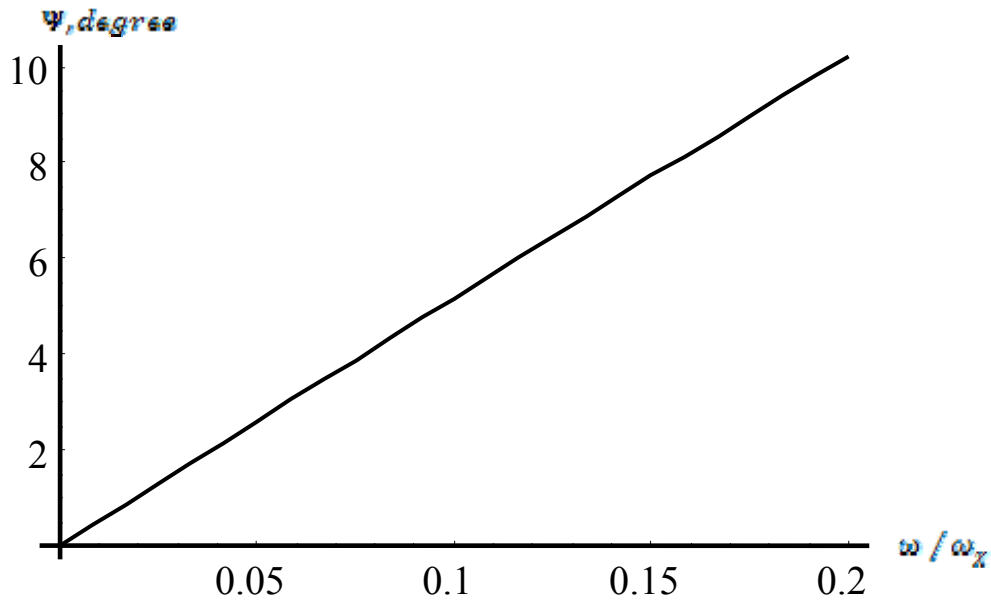


Рис.1. Частотная зависимость фазы «медленного» первого звука и обычного второго звука при  $T=1,4\text{ K}$

II. Допустим, что на систему падает лазерный импульс произвольной формы. Тогда в (1)-(2), совершив преобразования Фурье по времени в  $(\omega, s)$ – представлениях, искомые решения можно написать в виде

$$\tilde{p}(\omega, s) = \frac{i\alpha_T \omega \varphi(\omega) f(s)}{u_2^2} \frac{\omega^2 - 2i\omega u_2^2 \Gamma_2 s^2}{\Delta(\omega)}, \quad (20)$$

$$\tilde{T}(\omega, s) = \frac{i\omega \varphi(\omega) f(s)}{\rho C_p u_1^2 u_2^2} \frac{b_1 \omega^2 - s^2 u_1^2 + 2ib_1 \omega u_1^2 \Gamma_1 s^2}{\Delta(\omega)}, \quad (21)$$

где  $\varphi(\omega)$  -Фурье образ  $\varphi(t)$  и

$$\Delta(\omega) = [\omega^4 + 2i\omega^3 s^2 (\Gamma_1 u_1^2 + \Gamma_2 u_2^2) - \omega^2 s^2 (u_1^2 + b_1 u_2^2 + 4\Gamma_1 \Gamma_2 u_1^2 u_2^2 s^2) - 2i\omega u_1^2 u_2^2 s^4 (b_1 \Gamma_1 + \Gamma_2) + u_1^2 u_2^2 s^4] (u_1^2 u_2^2)^{-1}$$

Принципиальное отличие рассматриваемого случая от предыдущего состоит в том, что в данном случае система сама становится генератором спектра акустических волн и одновременно можно выполнить измерения акустических параметров He-II в широком диапазоне частот.

Очевидно, что и в данном случае влияние диссипации может проявляться только для тонкого луча, параметры которого подчиняются условию (3). Тогда для детального изучения

характеристик генерируемых ОА сигналов, соответствующих данному случаю, необходимо знание конкретного вида  $\varphi(\omega)$ . Предположим, что временное распределение падающего луча имеет гауссову форму  $\varphi(t) = \pi^{-1} \exp(-t^2 / \tau_L^2)$  с шириной  $\tau_L$ , тогда  $\varphi(\omega) = (2\pi)^{-1} \tau_L \exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)$ . Появление множителя  $\exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)$  ставит дополнительные ограничения, как на частоту, так и на длительность луча при экспериментальном детектировании возбужденных ОА сигналов. Во-первых, длительность луча должна выполнять условие  $\omega^2 \tau_L^2 / 4 \ll 1$ , и во-вторых,  $\omega_\chi^{-1} \ll \tau_L$ . Объединяя эти два условия в одно, можно записать  $\omega \ll \tau_L^{-1} \ll \omega_\chi$ . Тогда для искомых величин получим следующие выражения

$$p_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\alpha_T \tau_L u_1^2 \beta I_0 \exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)}{2\pi C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (22)$$

$$p_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\alpha_T \tau_L u_1^2 \beta I_0 \exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)}{2\pi C_p (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_2 + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4})], \quad (23)$$

$$T_1(\omega, r) = \sqrt{\frac{2\omega C_1}{\pi r}} \frac{\beta I_0 \tau_L b u_1^2 \exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)}{2\pi \rho C_p C_1^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_1 - \frac{\pi}{4})], \quad (24)$$

$$T_2(\omega, r) = -\sqrt{\frac{2\omega C_2}{\pi r}} \frac{\beta I_0 \tau_L u_1^2 \exp(-\omega^2 \tau_L^2 / 4)}{2\pi \rho C_p C_2^2 (C_1^2 - C_2^2)} \exp[i(rq_2 + \Psi(\omega) - \frac{\pi}{4})], \quad (25)$$

Из выражений (23) и (25) следует, что влияние диссипативных процессов и для этого случая может проявляться через величины  $\Psi(\omega)$ , то есть через фазы обычного второго звука и «медленного» первого звука, численный расчет которого выполнен выше.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно заключить, что наличие диссипации никак не влияет на амплитуды ОА сигналов первого и второго звуков. Единственной чувствительной величиной к кинетическим коэффициентам является фаза ОА сигналов «медленного» первого звука и обычного второго звука, генерируемого импульсом тонкого лазерного луча или тонким лазерным лучом, амплитуда которой изменяется гармонически. Следовательно, выполняя измерения этой величины для разных частот, можно получить информацией о кинетических коэффициентах и релаксационных процессах в сверхтекучем гелии.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $\beta$  – оптический коэффициент поглощения,  $\text{См}^{-1}$ ;
- $\alpha_T$  – коэффициент теплового расширения,  $\text{К}^{-1}$ ;
- $C_p$  – удельная теплоемкость,  $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ ;
- $u_1$  – скорость первого звуков,  $\text{м}/\text{с}$ ;
- $u_2$  – скорость второго звука,  $\text{м}/\text{с}$ ;
- $\kappa$  – коэффициент теплопроводности,  $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ ;
- $\alpha_{1,2}$  – коэффициент поглощения первого или второго звуков,  $\text{см}^{-1}$ ;
- $\chi$  – коэффициент температуропроводности,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;
- $\eta$  – коэффициент сдвиговой вязкости,  $\text{Па}\cdot\text{с}$ ;

$\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4$  – коэффициенты объемной вязкости, Па.с;

$w$  – радиус перетяжки луча, см;

$I_0$  – интенсивность падающего луча, Вт/см<sup>2</sup>;

$\tau_L$  – ширина лазерного импульса, с;

$\Psi(\omega)$  – фазы генерируемых ОА сигналов, ° градусы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Есельсон Б. Н., Каганов М.И., Рудаковский Э.Я., Сербин И. А.** Звук в сверхтекучей жидкости // УФН. 1974 .Т.112.Вып. 4. С. 591 – 636.
2. **Maris J.** Phonon-phonon interactions in liquid helium // Rev. Mod. Phys. 1977.V.49. №2, P. 341 – 359.
3. **Swartz E.T., Pohl R.O.** Thermal boundary resistance // Rev. Mod. Phys.1989.V. 61.№ 3. P.605 – 668.
4. **Зиновьева К.Н.** Особенности прохождения акустической энергии из жидкого гелия в металлы // ФНТ. 1997. Т. 23. N5/6. С. 485 – 497.
5. **Adamenko I.N., Kitsenko Yu.A., Nemchenko K.E. and Wyatt A.F.** Four and three-phonon scattering in isotropic superfluid helium // Fiz. Nizk. Temp. 2009.V. 35. №. 3. P. 265 – 277.
6. **Задорожко А.А., Рудаковский Э.Я., Чаговец В.К., Шешин Г.А., Киценко Ю.А.** Вязкость и релаксационные процессы в фонов-ротонной системе He II // ФНТ.2009. Т.35. N.2. С. 134 – 140.
7. **Салихов Т.Х.** Термооптическое возбуждение акустических волн первого и второго звуков в сверхтекучем гелии // ДАН РТ.1999.Т. 42.№9. С. 29 – 36.
8. **Есельсон Б.Н., Григорьев В.Н., Иванцов В.Г., Рудаковский Э.Я.** Свойства жидкого и твердого гелия. —М: Из.-во Стандартов. 1978. 128 с.
9. **Mandelis A.** Diffusion-Wave fields. 2001. N.Y. Springer. P.741.
10. **Черникова Д.М.** Отражение и трансформация звуковых волн, падающих на границе пар – жидкий He II // ЖЭТФ. 1964. Т.47. № 8. С. 537 – 542.

T.Kh.Salikhov, O.Sh.Odilov  
Tajik national university, Tajikistan,  
734025, Dushanbe, Rudaki Ave., 17, E-mail: t\_salikhov@rambler.ru

## OPTOACOUSTIC METHOD DETERMINATION OF THE KINETICAL COEFFICIENTS OF SUPERFLUID HELIUM

*The theory of generation of optoacoustic (OA) waves of the first and second sounds in superfluid helium for a case when the illumination lasers beam is sufficiently thin and weakly absorption by liquid. Two cases have been considered: 1) the variation of the amplitude of the illumination beam according the harmonious law; 2) the illumination beam is an impulse. Is shown that in both cases in system are generated optoacoustic waves of the first and second sounds, each of which consist of two components: pressure fluctuations propagated with velocity  $u_1$  (usually) and  $u_2$  (a slowly first sound); temperature fluctuations propagated with velocity  $u_1$  (usually) and  $u_2$  (a fast second sound). From the analysis of the obtaining expressions and numerical calculations follows that phase's OA signals of a "slow" first sound and usually second sound are high sensitive parameters to kinetic coefficients and, therefore, measurements of these values allow to determination these coefficients.*

OPTOACOUSTIC, SUPERFLUID HELIUM, SECOND SOUND, KINETICAL COEFFICIENTS