Физика низких температур, 1998, т. 24, № 1, с. 3–7

Об учете эффекта увлечения при распространении волн четвертого звука в растворе двух сверхтекучих жидкостей

С. И. Вильчинский

Киевский университет им. Тараса Шевченко, Украина, 252022, г. Киев, пр. акад. Глушкова, 6
E-mail: sivil@popper1.isf.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 17 марта 1997 г., после переработки 18 августа 1997 г.

Рассмотрено распространение волн четвертого звука в растворе двух сверхтекучих жидкостей ^{3}He–^{4}He с учетом эффекта взаимного увлечения сверхтекучих движений. Показано, что учет эффекта увлечения приводит к изменению отношения интенсивностей волн второго и первого четвертых звуков.

Розглянуто розповсюдження хвиль четвертого звуку в розчині двох надплинних рідин ^{3}He–^{4}He з урахуванням ефекту взаємного захоплення надплинних рухів. Показано, що урахування ефекту захоплення приводить до зміни відношення інтенсивностей хвиль другого та першого четвертих звуків.

PACS: **67.57.–z**

Введение

После экспериментального открытия перехода ^{3}He в сверхтекучее состояние при температурах порядка нескольких милликельвин [1,2] усилился интерес к возможности сверхтекучего перехода в системе примесных атомов ^{3}He раствора ^{3}He–^{4}He. Уравнения гидродинамики растворов двух сверхтекучих жидкостей впервые получены в [3]. Учет эффекта увлечения каждым из сверхтекучих движений другой сверхтекучей компоненты раствора в соответствующих уравнениях произведен в [4–7], а влияние этого эффекта на динамические характеристики растворов сверхтекучих жидкостей обсуждалось в [8–12]. Распространение звуков в таких системах без учета эффекта увлечения изучалось в [13,14], а распространение первого, второго и третьего звуков, и еще одного типа колебаний с учетом эффекта увлечения рассмотрено в [4,15,16]. Кроме того, в [16] с учетом эффекта увлечения получено дисперсионное уравнение для определения скоростей двух четвертых звуков и указано, что если температура $T \to 0$, скорости двух четвертых звуков совпадают соответственно со скоростями первого и второго звуков. Целью настоящей работы является получение выражений для скоростей волн четвертого звука в растворе двух сверхтекучих жидкостей с учетом эффекта увлечения и нахождение отношения интенсивностей волн первого и второго четвертых звуков. При решении поставленной задачи не будем учитывать возможной анизотропии щели в спектре ^{3}He и рассмотрим случай изотропной сверхтекучести.

Выпишем необходимые в дальнейшем уравнения гидродинамики растворов двух сверхтекучих жидкостей, учитывающие эффект взаимного увлечения сверхтекучих движений [4]. Это два уравнения непрерывности каждой из компонент раствора:

$$\begin{aligned} &\dot{\rho}_1 + \operatorname{div}\left\{\rho_1 \mathbf{u}_n + \rho_{11}^s(\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}_n) + \rho_{12}^s(\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}_n)\right\} = 0\ , \\ &\dot{\rho}_2 + \operatorname{div}\left\{\rho_2 \mathbf{u}_n + \rho_{21}^s(\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}_n) + \rho_{22}^s(\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}_n)\right\} = 0\ . \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь ρ_1, ρ_2 — плотности частиц ^{3}He и ^{4}He соответственно (полная плотность раствора ρ равна сумме $\rho_1 + \rho_2$; $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$ — сверхтекучие скорости; ρ_{11}^s, ρ_{22}^s, $\rho_{12}^s = \rho_{21}^s$ — сверхтекучие плотности, причем плотности ρ_{21}^s , ρ_{12}^s описывают взаимное увлечение сверхтекучих движений; $\mathbf{u}_n$ — скорость нормального движения;

$$\rho_1 = c\rho \ ; \quad \rho_2 = (1-c)\rho \ , \qquad (2)$$

c — концентрация ^{3}He.

Далее два уравнения сверхтекучих движений:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla\left(\mu_1 - \frac{1}{2}\mathbf{u}_n^2 + \mathbf{v}_1\mathbf{u}_n\right) = 0 \ ,$$
$$\frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla\left(\mu_2 - \frac{1}{2}\mathbf{u}_n^2 + \mathbf{v}_2\mathbf{u}_n\right) = 0 \ , \qquad (3)$$

где μ_1 , μ_2 — химические потенциалы, определяемые тождеством для энергии

$$d\varepsilon = TdS + \mu_1 d\rho_1 + \mu_2 d\rho_2 +$$
$$+\left[\rho_{11}^s(\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}_n) + \rho_{12}^s(\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}_n)\right] d(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_n) +$$
$$+\left[\rho_{21}^s(\mathbf{v}_1 - \mathbf{u}_n) + \rho_{22}^s(\mathbf{v}_2 - \mathbf{u}_n)\right] d(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_n) \ . \qquad (4)$$

Уравнения сохранения полного импульса и энтропии имеют соответственно следующий вид:

$$\mathbf{j} = \rho_n\mathbf{u}_n + \left(\rho_{11}^s + \rho_{21}^s\right)\mathbf{v}_1 + \left(\rho_{12}^s + \rho_{22}^s\right)\mathbf{v}_2 \ ,$$
$$\dot{j}_i + \partial\Pi_{ik}/\partial x_k = 0 \ , \qquad (5)$$

здесь $\rho_n \equiv \rho - \rho_{11}^s - \rho_{22}^s - 2\rho_{12}^s$ — плотность нормальной части; Π_{ik} — тензор потока импульса:

$$\Pi_{ik} = \rho_{11}^s v_{1i}\, v_{1k} + \rho_{22}^s v_{2i}\, v_{2k} +$$
$$+ \rho_{12}^s\left(v_{1i}\, v_{2k} + v_{1k}\, v_{1i}\right) + \rho_n u_{1i}\, u_{1k} + P\delta_{ik} \ , \qquad (6)$$

а давление определяется выражением

$$P = -\varepsilon + TS + \mu_1\rho_1 + \mu_2\rho_2 \ ; \qquad (7)$$

$$\dot{S} + \mathrm{div}\,(S\mathbf{u}_n) = 0 \ . \qquad (8)$$

Четвертый звук в растворах двух сверхтекучих жидкостей

Как известно [17], четвертый звук в обычной сверхтекучей жидкости представляет собой колебания сверхтекучей компоненты в узких капиллярах, когда нормальная компонента неподвижна и глубина проникновения вязкой волны превосходит диаметр трубки [18]. Для решения поставленной задачи линеаризуем гидродинамические уравнения (1), (3) и (8) при условии $\mathbf{u}_n = 0$:

$$\dot{\rho}_1 + \rho_{11}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_1 + \rho_{12}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_2 = 0 \ ,$$
$$\dot{\rho}_2 + \rho_{21}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_1 + \rho_{22}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_2 = 0 \ , \qquad (9)$$
$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \nabla\mu_1 = 0 \ , \quad \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} + \nabla\mu_2 = 0 \ , \quad \dot{S} = 0 \ .$$

Удобно ввести вместо μ_1 , μ_2 новые химические потенциалы

$$\mu = c\mu_1 + (1-c)\mu_2 \ , \quad \xi = \mu_1 - \mu_2 \ ,$$

тогда из (6), (7) получим ($\sigma = S/\rho$):

$$\rho^{-1}dP = \sigma dT + d\mu - \xi dc \ . \qquad (10)$$

Используя эти обозначения и соотношения (2), представим систему (9) следующим образом:

$$c\dot{\rho} + \dot{c}\rho + \rho_{11}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_1 + \rho_{12}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_2 = 0 \ ,$$
$$(1-c)\dot{\rho} - \dot{c}\rho + \rho_{21}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_1 + \rho_{22}^s\,\mathrm{div}\,\mathbf{v}_2 = 0 \ ,$$
$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (1-c)\nabla\xi - \sigma\nabla T + \rho^{-1}\nabla P = 0 \ , \qquad (11)$$
$$\frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} - c\nabla\xi - \sigma\nabla T + \rho^{-1}\nabla P = 0 \ ,$$
$$\dot{\sigma}\rho + \sigma\dot{\rho} = 0 \ .$$

Будем рассматривать плоскую звуковую волну, в которой все переменные величины пропорциональны $\exp\,[i\omega(t - x/u)]$. Обозначая штрихом переменные части соответствующих величин, получаем из (11) систему алгебраических уравнений, в которой перейдем к переменным P, c и T с помощью следующих уравнений:

$$\rho' = \left(\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)P' + \left(\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)c' \ ,$$
$$\sigma' = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)T' + \left(\frac{\partial\sigma}{\partial c}\right)c' \ , \qquad (12)$$
$$\xi' = -\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)P' - \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)T' + \left(\frac{\partial\xi}{\partial c}\right)c' \ ,$$

где использованы соотношения между производными термодинамических величин, вытекающие из тождества (10), а также малость коэффициента теплового расширения $(\partial\rho/\partial T)$ [14]. Условие совместности системы алгебраических уравнений при использовании (12) дает уравнение для скорости звука:

$$u^4 - u^2\beta^{-1}\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)\left\{\left[c^2\,\frac{(\rho^s_{22}+\rho^s_{21})}{\rho} - (1-c)^2\,\frac{(\rho^s_{11}+\rho^s_{12})}{\rho}\right][DC - AF] + \right.$$

$$+\left[c\,\frac{(\rho^s_{22}+\rho^s_{21})}{\rho} - (1-c)\,\frac{(\rho^s_{11}+\rho^s_{12})}{\rho}\right]\left[\frac{D}{\rho} + \sigma A + \rho(\alpha F - \beta C) + \rho\left(\rho^s_{11}+\rho^s_{12}+\rho^s_{21}+\rho^s_{22}\right)(\alpha\sigma - \beta)\right] -$$

$$\left. -\left[\frac{(\rho^s_{12}+\rho^s_{21})}{\rho}\right][DC - AF] + \rho\left(\rho^s_{11}+\rho^s_{12}+\rho^s_{21}+\rho^s_{22}\right)(\alpha\sigma-\beta)\right\} + \beta^{-1}\left(\rho^s_{11}\rho^s_{22} - \rho^s_{12}\rho^s_{21}\right)\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)\times$$

$$\times\left\{\sigma\left[\frac{\alpha}{\rho}\left(\frac{\partial \xi}{\partial c}\right) - \frac{1}{\rho^3}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)\right] + \frac{\beta}{\rho}\left(\frac{\partial \xi}{\partial c}\right) - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)\right\} = 0\ . \qquad (13)$$

Здесь

$$A \equiv \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right) + \alpha\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right),\quad C \equiv \alpha\left(\frac{\partial \xi}{\partial c}\right) - \frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right),$$

$$D \equiv \beta\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right),\quad F \equiv \beta\left(\frac{\partial \xi}{\partial c}\right) - \left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right),$$

$$\alpha \equiv -\left\{\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right) + \frac{\rho}{\sigma}\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)\right\}^{-1},$$

$$\beta \equiv -\left\{\left(\frac{\partial \sigma}{\partial c}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}\right) + \frac{\sigma}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial c}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}\right)\right\}^{-1}.$$

Решим это уравнение, используя то обстоятельство, что один корень много меньше другого по параметру концентрации $c << 1$ и учтем, что члены порядка ρ_n/ρ малы при рассматриваемых температурах в меру малости c. В результате получим

$$(u_4')^2 = \frac{\rho^s_{21}+\rho^s_{22}}{\rho}\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right),\quad (u_4'')^2 = \frac{\rho^s_{11}+\rho^s_{12}}{\rho}\left(\frac{\partial \xi}{\partial c}\right). \qquad (14)$$

Этот результат при некотором переопределении совпадает с решениями биквадратного уравнения для скоростей четвертого звука, полученными в работе [16]. При $\rho^s_{12} = \rho^s_{21} = 0$ выражения (14) переходят в соответствующие соотношения работы [14]. Таким образом, эффект увлечения приводит в данном приближении к появлению сумм плотностей в числителях выражений для скоростей и качественно не влияет на характер волн четвертого звука, которые представляют собой совместные колебания плотности и концентрации. Кроме того, в случае $T \to 0$, выражения для скорости двух четвертых звуков совпадают с выражениями для скоростей соответственно первого и второго звуков, полученными в [4], что согласуется с результатом работы [16].

В [14] найдено отношение интенсивностей второго и первого четвертых звуков при излучении колеблющейся в перпендикулярном своей плоскости направлении стенкой без учета эффекта увлечения, содержащее параметр концентрации в степени 3/2. Вычислим это отношение с учетом взаимного увлечения сверхтекучих компонент и сравним с результатом работы [14]. Пусть стенка колеблется в перпендикулярном ее плоскости направлении со скоростью $v_0 \exp(-i\omega t)$. Скорости первой сверхтекучей компоненты в первом и втором излучаемых четвертых звуках равны

$$v_1' = A_1 \exp\left(-i\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)\right),\quad v_1'' = A_2 \exp\left(-i\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)\right), \qquad (15)$$

а скорости второй соответственно будут

$$v_2' = A_1 a_1 \exp\left(-i\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)\right),\quad v_2'' = A_2 a_2 \exp\left(-i\omega\left(t - \frac{x}{u}\right)\right). \qquad (16)$$

Здесь

$$a_1 = v_2'/v_1'\ ,\quad a_2 = v_2''/v_1''\ . \qquad (17)$$

На поверхности твердого тела v_1 и v_2 должны совпадать со скоростью поверхности:

$$A_1 + A_2 = v_0\ ,\quad A_1 a_1 + A_2 a_2 = v_0\ ,$$

откуда

$$\frac{A_2}{A_1} = -\frac{(1-a_1)}{(1-a_2)} \, .$$

Средняя плотность энергии, излучаемая в каждом из звуков, получается из (15), (16)

$$E = \rho^s_{11}\overline{v_1^2} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})\,\overline{(v_1 - v_2)^2} + \rho^s_{22}\,\overline{v_2^2} = \frac{1}{2}A^2\left(\rho^s_{11} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})(1-a)^2 + \rho^s_{22}a^2\right), \tag{18}$$

а отношение интенсивностей излучаемых волн второго к первому четвертых звуков имеет вид

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{u''_4}{u'_4}\left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 \frac{\rho^s_{11} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})(1-a_2)^2 + \rho^s_{22}a_2^2}{\rho^s_{11} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})(1-a_1)^2 + \rho^s_{22}a_1^2} = \frac{u''_4}{u'_4}\left(\frac{1-a_1}{1-a_2}\right)^2 \frac{\rho^s_{11} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})(1-a_2)^2 + \rho^s_{22}a_2^2}{\rho^s_{11} + (\rho^s_{12} + \rho^s_{21})(1-a_1)^2 + \rho^s_{22}a_1^2} \, . \tag{19}$$

Таким образом, для нахождения искомого отношения интенсивностей необходимо найти a_1 и a_2 . Из (12) можно получить:

$$\frac{v_2}{v_1} = \left\{-(\rho^s_{11} + \rho^s_{12})\left\{(1-c)^2\left[\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 + \frac{\partial\rho}{\partial P}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial c}\right)^2 \frac{\partial T}{\partial\sigma} + \frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial\xi}{\partial c}\right] + 2(1-c)\left[\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial\sigma}{\partial c}\,\sigma\,\frac{\partial T}{\partial\sigma} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial P}\right] + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \sigma^2\,\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial T}{\partial\sigma} + 1\right\} + u^2\rho\,\frac{\partial\rho}{\partial P}\right\}\left\{-(\rho^s_{21} + \rho^s_{22})\left\{c(1-c)\left[\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 + \frac{\partial\rho}{\partial P}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial c}\right)^2 \frac{\partial T}{\partial\sigma} + \frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial\xi}{\partial c}\right] + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2c\left[\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial\sigma}{\partial c}\,\sigma\,\frac{\partial T}{\partial\sigma} - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial P}\right] - \frac{\sigma}{\rho}\,\frac{\partial\sigma}{\partial c}\,\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial T}{\partial\sigma} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c} - \sigma^2\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial T}{\partial\sigma} - 1\right\}\right\}^{-1} .$$

Оставляя лишь главные по концентрации члены, получаем

$$a_1 = \frac{v'_{s2}}{v'_{s1}} = (u'_4)^2\,\frac{\rho(\partial\rho/\partial P)}{(\rho^s_{22} + \rho^s_{21})\,[1 - (1/\rho)(\partial\rho/\partial c)]} \, ,$$

$$a_2 = \frac{v''_{s2}}{v''_{s1}} = \left\{(u''_4)^2\,\rho\,\frac{\partial\rho}{\partial P} - (\rho^s_{12} + \rho^s_{11})\left[\frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{\partial\xi}{\partial c} + \left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right]\right\}\left[(\rho^s_{22} + \rho^s_{21})\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)\right]^{-1} . \tag{20}$$

Используя (14), полученные выражения запишем следующим образом:

$$a_1 = \left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^{-1}, \quad a_2 = -\frac{(\rho^s_{11} + \rho^s_{12})}{(\rho^s_{22} + \rho^s_{21})}\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right). \tag{21}$$

Подставив (21) в (19), получим

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{\partial\xi}{\partial c}\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)^{1/2}\left(\frac{\rho^s_{11} + \rho^s_{12}}{\rho^s_{21} + \rho^s_{22}}\right)^{1/2}(A + B)\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 , \tag{22}$$

где

$$A \equiv \left\{\left(\frac{\rho^s_{11}}{\rho^s_{22}}\right)\left[1 + \left(\frac{\rho^s_{11}}{\rho^s_{22}}\,\frac{(1 + \rho^s_{12}/\rho^s_{11})^2}{(1 + \rho^s_{21}/\rho^s_{22})^2}\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right]\right\}\left[1 + \left(\frac{\rho^s_{11}}{\rho^s_{22}}\right)\frac{(1 + \rho^s_{12}/\rho^s_{11})}{(1 + \rho^s_{21}/\rho^s_{22})}\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)\right]^{-2} \times$$

$$\times\left[1 + \frac{\rho^s_{11}}{\rho^s_{22}}\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 + \frac{(\rho^s_{12} + \rho^s_{21})}{\rho^s_{22}}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right]^{-1} ;$$

$$B \equiv \left(\rho_{12}^s + \rho_{21}^s\right)\left[\rho_{22}^s + \rho_{11}^s\left(1 - \frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 + \left(\rho_{12}^s + \rho_{21}^s\right)\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right]^{-1} .$$

Используя (14) и предполагая $\rho_{12}^s/\rho_{22} << 1$, получим для $A + B$ в главном порядке по концентрации следующее выражение:

$$A + B = \frac{\rho_{11}^s}{\rho_{22}^2} + \frac{\rho_{12}^s + \rho_{21}^s}{\rho_{22}^s + \rho_{11}^s} .$$

Следовательно, окончательно имеем

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{\partial\xi}{\partial c}\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)^{1/2}\left(\frac{\rho_{11}^s + \rho_{12}^s}{\rho_{21}^s + \rho_{22}^s}\right)^{1/2} \times$$

$$\times\left(\frac{\rho_{11}^s}{\rho_{22}^s} + \frac{\rho_{12}^s + \rho_{21}^s}{\rho_{22}^s + \rho_{11}^s}\right)\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 . \qquad (23)$$

Заключение

Полученное с учетом эффекта взаимного увлечения сверхтекучих движений отношение интенсивностей двух четвертых звуков при излучении колеблющейся в перпендикулярном своей плоскости направлении стенкой отличается от аналогичного соотношения, полученного без учета эффекта увлечения. Это связано с тем, что учет эффекта увлечения приводит к изменению средней плотности энергии, излучаемой каждым из звуков — в выражении для плотности энергии (18) появляется член

$$\left(\rho_{12}^s + \rho_{21}^s\right)\overline{(v_1 - v_2)^2} ,$$

который отсутствует в аналогичном соотношении в [14]. Сравнивая (23) с соответствующим результатом работы [14], делаем заключение, что эффект взаимного увлечения сверхтекучих движений приводит к изменению концентрационной зависимости отношения интенсивностей обоих четвертых звуков — появлению нового члена, пропорционального сумме плотностей ρ_{12}^s , ρ_{21}^s , что дает возможность экспериментально оценить величину ρ_{12}^s , описывающую эффект увлечения.

В заключение автор выражает благодарность П. И. Фомину за полезную дискуссию и обсуждение результатов работы.

1. T. A. Alveselo, Yu. D. Anufriev, H. K. Gollan, O. V. Lounasmaa, and P. Wennestrom, *Phys. Lett.* **A43**, 175 (1973).
2. D. D. Osherov and R. C. Richardson, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 885 (1972).
3. И. М. Халатников, *ЖЭТФ* **32**, 653 (1957).
4. А. Ф. Андреев, Е. П. Башкин, *ЖЭТФ* **69**, 319 (1975).
5. М. Ю. Ковалевский, Н. М. Лавриненко, *ФНТ* **8**, 341 (1982).
6. Н. Н. Боголюбов (мл.), М. Ю. Ковалевский, А. М. Курбатов, С. В. Пелетминский, А. Н. Тарасов, *УФН* **159**, 585 (1991).
7. G. M. Galasievich, *Phys. Lett.* **43A**, 149 (1973); *Phys. Cond. Matter.* **18**, 141 (1974).
8. П. С. Кондратенко, *ТМФ* **22**, 278 (1975).
9. Ю. А. Непомнящий, Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **98**, 178 (1990).
10. M. L. Ristig, P. Hecking, and T. W. Clark, *Phys. Lett.* **A63**, 94 (1977).
11. M. L. Ristig, *Phys. Rev.* **B18**, 1207 (1978).
12. С. И. Шевченко, *ФНТ* **4**, 339 (1985).
13. И. М. Халатников, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 534 (1973).
14. В. П. Минеев, *ЖЭТФ* **67**, 683 (1974).
15. И. Н. Адаменко, Ю. М. Полуэктов, *ФНТ* **8**, 912 (1982).
16. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, И. М. Халатников, *ЖЭТФ* **69**, 675 (1975).
17. И. М. Халатников. *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
18. И. Н. Адаменко, М. И. Каганов, *ЖЭТФ* **53**, 615 (1967).

On accounting of drag-effect at propagation of fourth sound waves in solution of two superfluid liquids

S. I. Vilchinsky

Propagation of waves of the fourth sound in a solution of two superfluids ^3He–^4He is considered taking into account the effect of mutual drag of superfluid motions. It is shown that account of the drag effect results in the change of the intensity ratio of the waves of the second and first fourth sounds.