УДК 530.145

УРАВНЕНИЯ ДВУХЖИДКОСТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В.Д. Ходусов, А.С. Наумовец
Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Институт высоких технологий
пр. Курчатова, 31 , г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: khodusov@pht.univer.kharkov.ua
Поступила в редакцию 12 мая 2010г.

Получена система уравнений двухжидкостной гидродинамики сверхтекучего гелия с учётом электрического поля. Эти уравнения найдены в кинетическом подходе с использованием квазиравновесной функции распределения квазичастиц (ротонов, фононов), которая обращает в ноль интеграл столкновений квазичастиц и с помощью фенологического параметра α включает в себя электрическое поле. Из анализа экспериментальных данных при 1,4 – 2 К, где основную роль играет ротонная гидродинамика, найдено значение феноменологического параметра α .
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сверхтекучий гелий, уравнения двухжидкостной гидродинамики, второй звук, ротоны, электрические поля

EQUATION OF TWO-FLUID HYDRODYNAMICS OF SUPERFLUID HELIUM WITH THE ACCOUNT OF ELECTRIC FIELDS

V.D. Khodusov, A.S. Naumovets
Kharkov V.N. Karazin National University, High-Technology Institute
31 Kurchatov Ave, 61108 Kharkov, Ukraine

System of two-fluid hydrodynamics of superfluid helium with the account of electric field is obtained. These equations are obtained in kinetic approach using quasi-equilibrium distribution function of quasi-particles, which makes collision integral of quasi-particles vanish, and contains dependence on electric field by means of phenomenological parameter α. Using experimental data at temperature range of 1,4 - 2 K, where basic role plays roton hydrodynamics, the value of phenomenological parameter α , is obtained.
KEY WORDS: superfluid Helium, equations of two-fluid hydrodynamics, second sound, rotons, electric field

РІВНЯННЯ ДВОХРІДИННОЇ ГІДРОДИНАМІКИ НАДПЛИННОГО ГЕЛІЯ З УРАХУВАННЯМ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

В.Д. Ходусов, А.С. Наумовець
Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна, Інститут високих технологій
пр. Курчатова, 31, м.Харків, 61108, Україна

Здобуто систему рівнянь дворідинної гідродинаміки надплинного гелію з урахуванням електричного поля. Ці рівнянні були здобуті в кінетичному підході з використанням квазірівноважної функції розподілу квазічастинок (фононів, ротонів), яка обертає до нуля інтеграл зіткнень квазічастинок та за допомогою феноменологічного параметра α включає в себе електричне поле. . Із аналізу експериментальних даних при 1,4 – 2 К, де основну роль відіграє ротонна гідродинаміка, здобуто значення феноменологічного параметра α .
КЛЮЧОВІ СЛОВА: надплинний гелій, рівняння двохрідинної гідродинаміки, другий звук, ротони, електричні поля

В работе [1, 2] экспериментально изучался электрический отклик, вызванный волнами второго звука (ВВЗ) либо торсионными колебаниями в сверхтекучем гелии и обусловленный существованием электрической поляризации в отсутствие электрического поля. Наблюдение электрического поля при тепловом возбуждении ВВЗ и сам факт резонансного возбуждения этих волн переменным электрическим полем, совпадение резонансных кривых для электрического и температурного полей говорят о том, что эти поля принимают участие в одном и том же колебательном процессе и линейным образом связаны между собой. Кроме того экспериментально было обнаружено резонансное поглощение СВЧ волн в сверхтекучем гелии [3-5]. Все эти эксперименты проводились в области достаточно низких температур, где описание состояния сверхтекучего гелия проводится в рамках двухжидкостной гидродинамики. Были предприняты попытки теоретического объяснения экспериментов в работах [6-11]. Для теоретического объяснения этих экспериментов возникает необходимость получения уравнений двухжидкостной гидродинамики с учётом электрического поля. Целью работы является получение этой системы уравнений.

На основе общей теории газодинамики бозе-квазичастиц с изменяющимися параметрами [12] можно получить систему связанных уравнений, описывающих поведение среды и квазичастиц. Таким способом выводятся уравнения двухжидкостной гидродинамики Ландау в HeII в работах [12, 13]. Важную роль при получении этих уравнений играет понятие квазилокальной функции распределения, которая обращает в нуль интеграл столкновений и содержит электрическое поле, учтённое с помощью феноменологического параметра.

© В.Д. Ходусов, А.С. Наумовец, 2010

КИНЕТИКА БОЗЕ-КВАЗИЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

В работе [12] в кинетическом подходе были получены уравнения газодинамики бозе-квазичастиц с учетом внешних полей. На основе этих уравнений была получена система уравнений двухжидкостной гидродинамики сверхтекучего гелия. Получим тем же методом эти уравнения с учётом электрического поля. В кинетической теории состояние газа квазичастиц характеризуется функцией распределения квазичастиц $N \equiv N(\mathbf{p},\ \mathbf{r},\ t)$, которая задает количество квазичастиц в момент времени *t* в фазовом объеме $d\mathbf{p}d\mathbf{r}$, где $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ – импульс квазичастицы. Функция распределения *N* удовлетворяет кинетическому уравнению, имеющему вид уравнения Больцмана:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{g}\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{r}}\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}\right) N = \left(\dot{N}\right)_{cm}, \qquad (1)$$

здесь $\mathbf{g} \equiv \partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ – групповая скорость квазичастиц; $\varepsilon \equiv \varepsilon(\mathbf{p},\mathbf{r},t)$ – гамильтониан квазичастицы, совпадающий с ее локальной энергией; $\left(\dot{N}\right)_{cm}$ – интеграл столкновений квазичастиц, который учитывает процессы столкновения, слияния, распада и излучения квазичастиц. Это уравнение было впервые использовано А.И. Ахиезером в работе [14] для описания неравновесного состояния системы фононов в кристаллах.

Явная зависимость энергии квазичастиц от пространственной $(\mathbf{r})$ и временной (*t*) переменных возникает за счёт её зависимости от внешних полей в условиях их слабой пространственной неоднородности и медленного изменения во времени (при выполнении условия адиабатичности изменения этих полей), т.е. когда масштаб неоднородности сторонних полей L_c значительно больше характерных длин волн квазичастиц λ, а характерные времена изменения этих полей t_c значительно больше характерных периодов колебаний квазичастиц $T_{кв}$

$$L_c >> \lambda, \quad t_c >> T_{кв}. \qquad (2)$$

При отсутствии сторонних полей решением кинетического уравнения (1), обращающим в нуль интеграл столкновений, является равновесная функция распределения Планка

$$\bar{N} = \left(\exp\frac{\varepsilon_0}{k_B T_0} - 1\right)^{-1}, \qquad (3)$$

где T_0 – равновесная температура.

Будем считать далее, что в рассматриваемой нами быстро релаксирующей системе квазичастиц определяющими являются процессы взаимодействия квазичастиц, при которых энергия и импульс сохраняются (*N*-процессы). Несохранение импульса и энергии связано с взаимодействием квазичастиц, например, с частицами, приводящим к их затуханию, рассеянием квазичастиц на примесях, дефектах и пр. Обозначим через τ_N характерное время взаимодействия квазичастиц за счет *N*-процессов, а через τ_R – характерное время взаимодействия квазичастиц за счет процессов, в которых полный импульс не сохраняется. Тогда условие того, что нормальные процессы являются определяющими, запишется в следующем виде: $\tau_N << \tau_R$. Такая ситуация имеет место в чистых кристаллах и в квантовых жидкостях в области низких температур [12, 13], в частности, эти условия выполняются и в экспериментах в работах [1 - 5].

Возбуждённое состояние He II описывается газом квазичастиц (фононов, ротонов). Проведенные эксперименты [1-5] указывают на то, что вектора электрического поля **E** и электрической индукции **D** (вектор поляризации) входят в набор термодинамических параметров, характеризующих свойства сверхтекучего гелия. Поэтому естественно предположить, что энергия квазичастиц линейно зависит от электрического поля [7]. Импульс квазичастицы **p** является единственным вектором, характеризующим квазичастицу и поэтому вектор электрического поля необходимо свернуть с ним для получения скаляра. Из этих соображений энергия квазичастицы в HeII при наличии сверхтекучего движения со скоростью $\mathbf{v}_s$ можно записать в следующем виде.

$$\varepsilon(\mathbf{p},\mathbf{E}) = \varepsilon(\mathbf{p}) + \mathbf{p}(\alpha\mathbf{E} + \mathbf{v}_\mathbf{s}) \qquad (4)$$

Чтобы выполнялось свойство инвариантности энергии квазичастицы по отношению к инверсии времени необходимо, чтобы параметр α удовлетворял условию $\alpha(-t) = -\alpha(t)$. Подтверждение этого свойства будет видно из полученных далее соотношений (24). Недавние эксперименты по расщеплению резонансной линии поглощения волн СВЧ на ротонной частоте в электрических полях свидетельствуют в пользу сделанного предположения. Кроме того, в работе [15] был вычислен дипольный момент ротона, который пропорционален импульсу ротона.

Отметим, что в данной работе мы не предполагаем наличия спонтанной поляризации жидкости в сверхтекучем состоянии. Однако слагаемые, содержащие электрическое поле в (4) имеют вид энергии диполя во внешнем поле, что может означать появление поляризации единицы объёма сверхтекучей жидкости. Однако выяснение причин этого обстоятельства, требует построения теории данного эффекта в микроскопическом подходе, что выходит за рамки данной работы.

Если в некоторый момент времени система квазичастиц выведена из состояния равновесия, то в ней за времена τ_N устанавливается квазилокальное равновесие, характеризуемое функцией распределения N_0, обращающей в ноль интеграл столкновений за счет *N*-процессов и имеющей вид [12]:

$$N_0 = \left(\exp \frac{\varepsilon - \mathbf{p}(\mathbf{w} - \alpha \mathbf{E})}{k_B T_0 (1+\theta)} - 1 \right)^{-1}, \tag{5}$$

где $\mathbf{w}=\mathbf{v}_n-\mathbf{v}_s$ – относительная скорость, $\mathbf{v}_n$ - нормальная, $\theta = (T - T_0)/T_0$ – относительная температура, $\mathbf{E}$ – электрическое поле, $\varepsilon(\rho, \mathbf{p}) = \varepsilon_0(\rho_0, \mathbf{p}) + \dfrac{\delta\varepsilon}{\delta\rho}\delta\rho$.

Квазиравновесная функция распределения связана с термодинамически равновеной функцией распределения квазичастиц, с точностью до квадратичных слагаемых по малым величинам, соотношением:

$$N_0 = \bar{N} - \frac{\bar{N}(\bar{N}+1)}{k_B T_0} \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\delta\rho - \mathbf{p}(\mathbf{w} - \alpha\mathbf{E}) - \varepsilon_0\theta \right). \tag{6}$$

В состоянии газа квазичастиц, близких к локальному статистическому равновесию решение уравнения (1) в гидродинамическом приближении, ищем в виде:

$$N = N_0 + \delta N, \quad \left(|\delta N| << N_0 \right),$$

где N_0 – локально-равновесная функция распределения (5), зависящая от гидродинамических величин, а δN зависит и от их градиентов. Линеаризованное кинетическое уравнение Больцмана имеет вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \tilde{\mathbf{g}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) N_0 = \left(\delta\dot{N} \right)_{cm}, \tag{7}$$

где введены следующие обозначения: $\tilde{\mathbf{g}} \equiv \partial\tilde{\varepsilon}/\partial\mathbf{p}$, $\tilde{\varepsilon} \equiv \varepsilon(\rho, \mathbf{p}) - \mathbf{p}(\mathbf{w} - \alpha\mathbf{E})$. Умножая уравнение (7) на импульс $\mathbf{p}$ и энергию $\tilde{\varepsilon}$ квазичастиц с последующим интегрированием по импульсу получим уравнения гидродинамики квазичастиц. Прежде чем записать уравнения гидродинамики квазичастиц, получим входящие в них термодинамические величины, характеризующие локальноравновесное состояние.

ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗА БОЗЕ-КВАЗИЧАСТИЦ С УЧЁТОМ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

Следуя работе [12], введём плотность термодинамического потенциала квазичастиц F_0 следующим выражением:

$$F_0 = -k_B T \int d\tau_{\mathbf{p}} \ln\left(1 + N_0\right), \tag{8}$$

где $\int d\tau_{\mathbf{p}} ... = \dfrac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p} ...$, которая связана с плотностью внутренней энергии соотношением:

$$F_0 = U - S_0 T - \mathbf{j_0}\mathbf{v}_n, \tag{9}$$

где U, S_0 – плотности энергии и локально-равновесной энтропии квазичастиц соответственно.

Для этих термодинамических потенциалов справедливы следующие термодинамические тождества:

$$dF_0 = -S_0 dT - \mathbf{j_0} d\mathbf{w} + \tilde{\zeta} d\rho - \frac{\mathbf{D}_0}{4\pi} d\mathbf{E},$$

$$dU = T dS_0 + \mathbf{v}_n d\mathbf{j_0} + \tilde{\zeta} d\rho + \mathbf{j_0} d\mathbf{v}_s - \frac{\mathbf{D}_0}{4\pi} d\mathbf{E}. \tag{10}$$

Зная F_0 как функцию *T*, $\mathbf{w}$, ρ, $\mathbf{E}$, находим плотности импульса квазичастиц $\mathbf{j_0}$, теплоемкости *C* и энтропии S_0 квазичастиц, величин $\mathbf{D}_0$, плотность квазичастиц (нормальную плотность) ρ_n, химический потенциал $\tilde{\zeta}$:

$$\mathbf{j}_0 = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{w}} \right)_{\rho, T, \mathbf{E}} = \int d\tau_{\mathbf{p}} N_0 \mathbf{p} = \rho_n \left(\mathbf{w} - \alpha\mathbf{E} \right), \qquad \rho_n = \frac{\partial \mathbf{j}_0}{\partial \mathbf{v}_n} = -\left(\frac{\partial^2 F_0}{\partial \mathbf{v}_n{}^2} \right)_{\rho, T, \mathbf{E}},$$

$$S_0 = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial T}\right)_{\rho,\mathbf{w},\mathbf{E}} = \int d\tau_{\mathbf{p}} \left\{ k_B \ln\left(1+N_0\right) + N_0 \frac{\varepsilon - \mathbf{p}\mathbf{v}_{\mathbf{n}}}{T} \right\}, \quad C = T\left(\frac{\partial S_0}{\partial T}\right)_{\rho,\mathbf{w},\mathbf{E}},$$

$$\frac{\mathbf{D}_0}{4\pi} = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial \mathbf{E}}\right)_{\rho,T,\mathbf{w}} = -\alpha \mathbf{j}_0, \qquad \tilde{\zeta} = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial \rho}\right)_{\mathbf{w},T,\mathbf{E}} = \int d\tau_{\mathbf{p}} N_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho}. \tag{11}$$

Переходя к термодинамическому потенциалу $F = F_0 + U_0\left(\rho, \mathbf{E}\right)$, учтём влияние среды. Здесь U_0 – внутренняя энергия системы при $T=0$, удовлетворяющая термодинамическому тождеству:

$$dU_0 = \zeta\left(0\right) d\rho - \frac{\mathbf{D}\left(0\right)}{4\pi} d\mathbf{E}, \tag{12}$$

где $\zeta\left(0\right)$, $\mathbf{D}\left(0\right)$ – химический потенциал, вектор электрической индукции, соответственно, при $T=0$. С учётом этого получим:

$$dF = -S_0 dT - \mathbf{j_0} d\mathbf{w} + \left(\zeta\left(0\right) + \tilde{\zeta}\right) d\rho + \left(\alpha \mathbf{j_0} - \frac{\mathbf{D}\left(0\right)}{4\pi}\right) d\mathbf{E}. \tag{13}$$

Легко получить следующую связь между термодинамическими величинами давлением $P,\ \zeta = \zeta\left(0\right) + \tilde{\zeta}$ и F :

$$P = \zeta\rho - F. \tag{14}$$

Заметим, что при $T=0$ имеют место следующее соотношение: $\mathbf{D}\left(0\right) = \varepsilon\left(0\right)\mathbf{E}$, где $\varepsilon\left(0\right)$ – диэлектрическая проницаемость.

УРАВНЕНИЯ ДВУХЖИДКОСТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Проводя стандартную процедуру получения уравнений гидродинамики квазичастиц в сверхтекучем гелии в кинетическом подходе [13, 14] найдём следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial t} j_{0i} = -\dfrac{\partial}{\partial x_l}\left(j_{0i} v_{nl} - F_0 \delta_{il}\right) - \tilde{\zeta} \dfrac{\partial \rho}{\partial x_i} - j_{0l} \dfrac{\partial}{\partial x_i}\left(v_{sl} + \alpha \mathrm{E}_l\right) \\ \dfrac{\partial U}{\partial t} = -div\left[\left(TS_0 - \mathbf{j}_0 \mathbf{v}_n\right)\mathbf{v}_n\right] + \tilde{\zeta} \dfrac{\partial}{\partial t}\rho + \mathbf{j}_0 \dfrac{\partial}{\partial t}\left(\mathbf{v}_s + \alpha \mathbf{E}\right) \end{cases}. \tag{15}$$

Очевидно, что данная система уравнений незамкнута. К ним необходимо добавить уравнения для плотности ρ, $\mathbf{v}_s$, электрического $\mathbf{E}$ поля. Одним из этих уравнений является уравнение сохранения массы жидкости, т. е. уравнение непрерывности:

$$\dot{\rho} + div\mathbf{j} = 0, \tag{16}$$

где $\mathbf{j}$ - полный импульс системы, определённый следующим выражением:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_0 + \rho \mathbf{v}_s = \rho_n\left(\mathbf{v_n} - \alpha \mathbf{E}\right) + \rho_s \mathbf{v}_s, \tag{17}$$

$\rho_s = \rho - \rho_n$ - плотность сверхтекучей компоненты.

Из закона сохранения полного импульса найдём другие уравнения. Дифференцируя $\mathbf{j}$ по времени и, исключая $\dot{\rho}$ и $\dot{\mathbf{j}}_{\mathbf{0}}$ с помощью уравнений (15) и (16), получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} j_i = -\frac{\partial}{\partial x_l}\left[\rho_n v_{ni} v_{nl} + \rho_s v_{si} v_{sl} - \alpha\rho_n\left(v_{si} E_l + v_{sl} E_i\right) - \left(F - \zeta\rho\right)\delta_{il} - \left(\frac{\varepsilon_0}{4\pi} + \alpha^2 \rho_n\right) E^2 \delta_{il}\right] -$$

$$-\left[\mathbf{j}, rot\mathbf{v}_s\right] + \rho\left[\frac{\partial v_{si}}{\partial t} + \nabla_i\left(\tilde{\zeta} - \frac{\mathbf{v}_s^2}{2}\right)\right]. \tag{18}$$

Из (18) следует, что закон сохранения импульса будет выполняться, если:

$$\left[\mathbf{j}, rot\mathbf{v}_s\right] = 0, \tag{19}$$

$$\frac{\partial v_{si}}{\partial t} + \nabla_i\left(\zeta - \frac{\mathbf{v}_s^2}{2}\right) = 0. \tag{20}$$

Если воспользоваться соотношением (14), то уравнение (18) запишется в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} j_i = -\frac{\partial}{\partial x_l}\left[\rho_n v_{ni} v_{nl} + \rho_s v_{si} v_{sl} - \alpha\rho_n\left(v_{si}E_l + v_{sl}E_i\right) - P\delta_{il} - \left(\frac{\varepsilon_0}{4\pi} + \alpha^2\rho_n\right)E^2\delta_{il}\right]. \tag{21}$$

При получении системы уравнений мы использовали уравнения Максвелла для продольного поля:

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0\,, \qquad div\mathbf{D} = 0\,. \tag{22}$$

Уравнения (16), (18) - (22) являются полной системой уравнений двухжидкостной гидродинамики с учётом электрического поля.

Для нахождения феноменологических параметра α воспользуемся линеаризованной системой уравнений двухжидкостной гидродинамики:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial t}\mathbf{j} = -\nabla P; \quad \dot{\rho} + div\mathbf{j} = 0; \\ \dfrac{\partial}{\partial t}\mathbf{v}_s + \nabla\zeta = 0; \quad \dfrac{\partial}{\partial t}S_0 + \overline{S}\cdot div\mathbf{v}_n = 0; \\ \dfrac{\partial\left(\varepsilon(0)\mathbf{E} - 4\pi\alpha\mathbf{j}_0\right)}{\partial t} = 0; \quad div\left(\varepsilon(0)\mathbf{E} - 4\pi\alpha\mathbf{j}_0\right) = 0, \end{cases}, \tag{23}$$

где $\overline{S}$ – термодинамически равновесная энтропия.

Из системы (23) можно получить соотношения:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{4\pi\alpha\overline{S}}{\varepsilon_0}\nabla T = \frac{4\pi\alpha\rho_n}{\varepsilon_0 + 4\pi\alpha^2\rho_n}\cdot\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t}\,, \tag{24}$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}_0}{\partial t} = -\overline{S}\nabla T\,,$$

из которых следует, что $\alpha(-t) = -\alpha(t)$, т.е. энергия квазичастицы остается инвариантной относительно операции инверсии времени.

Исключая из первых уравнений скорости $\mathbf{v_n}$ и $\mathbf{v_s}$, используя тождество для химического потенциала в линейном приближении $\rho d\zeta = dP - S_0 dT$, получим уравнения описывающие распространение волн первого и второго звука:

$$\frac{\partial^2\rho}{\partial t^2} - \Delta P = 0\,, \qquad \frac{\partial^2 S_0}{\partial t^2} = \frac{\rho_s}{\rho_n}{S_0}^2\Delta T + \frac{S_0}{\rho}\Delta P\,\cdot \tag{25}$$

Переходя к Фурье компонентам в уравнении (24) и вводя фазовую скорость волн соотношением $u = \omega/k$ и учитывая продольность электрического поля , получим уравнение:

$$\varepsilon(0)E = \frac{4\pi\overline{S}\alpha}{u}T'. \tag{26}$$

Определим феноменологический параметр α, используя экспериментальные данные работы [1]. В этой работе использовалось продольное электрическое поле и учитывалось его влияние на распространение волн второго звука. Из анализа экспериментальных данных была получена следующая связь между колебанием температуры T' и потенциала электрического поля ΔU в ВВЗ: $\dfrac{T'}{\Delta U} \approx \dfrac{2e}{k_B}$. В силу геометрии резонатора связь электрического поля с потенциалом оказывается линейной: $E = \Delta U / d$, где $d = 2{,}8\ см$ – длина резонатора. Используя уравнения (26), считая $\varepsilon(0) \approx 1$ получим

$$\alpha \approx \frac{u_2}{S_0}\frac{E}{T'} = \frac{u_2 d}{S_0}\frac{k_B}{2e}\,. \tag{27}$$

Из выражения (27) следует, что параметр α зависит от температуры через зависимость от температуры энтропии $\overline{S}$ и скорости второго звука.

Приведём оценку параметра α при $T = 1,4K$, при которой скорость второго звука равна $u_2 \approx 19,7\ м/с$, а энтропия $\overline{S} = 0,132 \cdot Дж/г \cdot K$ [16]:

$$\alpha \approx 4,11 \cdot 10^{-9} \frac{см}{с \cdot сгсе_q}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученная система уравнений (23) даёт возможность описать результаты эксперимнтов [1-5], которые проводились при температурах 1,4÷2 К. В этой области температур газ ротонов играет основную роль в термодинамических и кинетических свойствах HeII. За счет быстрых ротон-ротонных взаимодействий устанавливается гидродинамический режим, который описывается уравнениями двухжидкостной гидродинамики с учётом электрического поля. Эту систему уравнений можно получить в кинетическом подходе, задавая зависимость локальноравновесной функции распределения от электрического поля с помощью феноменологического параметра α.

В заключение авторы выражают благодарность И.Н. Адаменко, Ю.А. Кирочкину, А.С. Рыбалко за стимулирующие обсуждения и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А.С. Рыбалко. Наблюдение электрической индукции, обусловленной волной второго звука в HeII // ФНТ. – 2004. –Т. 30, № 12. –С. 1321-1325.
2. А.С. Рыбалко , С.П. Рубец. Наблюдение механоэлектрического эффекта в He II // ФНТ. – 2005. –Т. 31, № 7 –С. 820-825.
3. A. Rybalko, S. Rubets, E. Rudavskii, V. Tikhiy, S. Tarapov, R. Golovashchenko, V. Derkach Resonance absorption of microwave in HeII: Evidence for roton emission// Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – 140503(R).
4. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, В.А. Тихий, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач, С.И. Тарапов. Взаимодействие электромагнитных волн сверхвысокой частоты со сверхтекучим потоком в He II // ФНТ. – 2008. –Т. 34, № 4/5 –С. 326-336.
5. А.С. Рыбалко, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, В.А. Тихий, С.И. Тарапов, Р.В. Головащенко, В.Н. Деркач СВЧ эксперименты в He II. Новые особенности незатухающих сверхтекучих потоков // ФНТ. – 2008. –Т. 34, № 7 –С. 631-638.
6. А.М. Косевич Об описании электрических эффектов в двухжидкостной модели сверхтекучести // ФНТ. – 2005. –Т. 31, № 1 –С. 50-54.; там же – 2005. –Т. 31, № 10 –С. 1100-1103.
7. В.Д. Ходусов Возбуждение волн второго звука периодическим электрическим полем в He II // Вісник ХНУ. Сер. фізична «Ядра, частинки, поля».– 2004. –№ 642 –В. 3/25/. –С.79-83.
8. Д.М. Литвиненко, В.Д. Ходусов Термоэлектромеханические волны в сверхтекучем гелии // Вісник ХНУ. Сер. фізична «Ядра, частинки, поля».– 2006. – № 721 –В. 1/29/. –С.31-38.
9. L.A. Melnikovsky Polarization of dielectrics by acceleration http://www.arXiv:cond-mat/0505102.
10. В.Д. Нацик Электрическая активность в сверхтекучем ^{4}He //ФНТ – 2005. – Т.31, №10. – С.1201-11203.
11. В.М. Локтев, М.Д. Томченко О возможной природе электрической активности He II // ФНТ. – 2008. –Т. 34, № 4/5 – С. 337-349.
12. А.И. Ахиезер, В.Ф. Алексин, В.Д. Ходусов Газодинамика квазичастиц. 1. Общая теорія // ФНТ. – 1994. –Т. 20, № 12 – С. 1199-1238.
13. И.М. Халатников Теория сверхтекучести. – М.: Наука, 1971. – 320с.
14. А.И. Ахиезер О поглощении звука в твёрдых телах // ЖЭТФ. – 1938. – Т.8, №12. – С. 1318-1329.
15. V.P. Mineev Roton d ipole moment //Pis 'ma v ZhETF. – 2009. – Vol. 90. – P. 866- 868.
16. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудавский Свойства жидкого и твёрдого гелия. – М.: Издательство стандартов, 1978.