УДК 530.145

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН ВТОРОГО ЗВУКА ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ В He II

В.Д. Ходусов
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 1 ноября 2004 г.

Дано объяснение экспериментов по возбуждению волн второго звука периодическим электрическим полем в сверхтекучем гелии. Это поле приводит к адиабатической модуляции энергии квазичастиц (фононов, ротонов), благодаря возникающей при относительном движении нормальной и сверхтекучей компонент жидкости электрической индукции и приводящей к пироэлектрическому эффекту. Показано, что при равенстве частот электрического поля и волн второго звука происходит их резонансное возбуждение. Вычислено значение пироэлектрического коэффициента.
КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: второй звук, сверхтекучий гелий, фононы, ротоны, вынужденные колебания, пироэлектричекий эффект.

В работе [1] экспериментально изучался электрический отклик, вызванный вторым звуком в сверхтекучем гелии, и фактически был обнаружен пироэлектрический эффект в He II, обусловленный существованием ненулевой поляризации в отсутствии электрического поля. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что в волне второго звука нормальная и сверхтекучая компоненты движутся навстречу друг другу и это является причиной возникновения пироэлектрического эффекта. При распространении первого звука этот эффект не наблюдается, т.к. отсутствует относительное движение нормальной и сверхтекучей компонент He II. В физике твердого тела явление пироэлектричества достаточно хорошо изучено [2, 3]. Из 32 кристаллических классов 10 обладают пироэлектрическим эффектом. В работе [4] был предложен резонансный метод возбуждения волн второго звука в пироэлектрических кристаллах внешним переменным пространственно периодическим электрическим полем. Суть такого метода возбуждения состоит в том, что если энергия бозе-квазичастиц зависит от некоторого параметра, который можно адиабатически изменять внешним полем, то при определенных условиях становится возможным резонансное возбуждение волн второго звука в газе этих квазичастиц, с помощью которого описывают слабо возбужденное состояние конденсированных веществ (твердого тела, квантовой жидкости и т.д.) [5]. В силу сильного затухания волн второго звука в твердых телах реализация такого метода возбуждения затруднена. Этот метод был экспериментально реализован в работе [1] для резонансного возбуждения волн второго звука внешним периодическим электрическим полем в сверхтекучем гелии.

УРАВНЕНИЯ ГАЗОДИНАМИКИ БОЗЕ-КВАЗИЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

В работе [5] были получены уравнения газодинамики бозе-квазичастиц с учетом внешних полей. Эти уравнения получены в кинетическом подходе. В кинетической теории состояние газа квазичастиц характеризуется функцией распределения квазичастиц $N \equiv N^{j}(\vec{p},\vec{r},t)$, которая задает количество квазичастиц сорта j в момент времени t в фазовом объеме $d\vec{p}d\vec{r}$, где $\vec{p}$ – импульс квазичастицы. Функция распределения N удовлетворяет кинетическому уравнению, имеющему вид уравнения Больцмана:

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

Здесь $g \equiv \vec{g}^{(j)}=\partial\varepsilon^{(j)}/\partial\vec{p}$ – групповая скорость квазичастиц; $\varepsilon \equiv \varepsilon^{(j)}(\vec{p},\vec{r},t)$ – 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 [6] для описания неравновесного состояния системы фононов в кристаллах.

Пространственно-временная зависимость энергии ε обусловлена зависимостью параметров среды от переменных внешних полей. Набор этих параметров, которые могут быть скалярами, векторами, тензорами либо функционалами от определенных величин обозначим $\widehat{A}$. Этот символ будет служить и для обозначения различных операций над соответствующими величинами.

В условиях слабой пространственной неоднородности внешних полей, т.е. когда масштаб неоднородности L_c значительно больше характерных длин волн квазичастиц λ, и медленного изменения во времени сторонних полей, т. е. когда характерные времена внешних полей t_c значительно больше характерных периодов колебаний квазичастиц T

$$L_c >> \lambda, \quad t_c >> T, \tag{2}$$

величину $\widehat{A}$ можно представить в виде:

$$\widehat{A} = \widehat{A}_0 + \delta\widehat{A}\,, \tag{3}$$

где $\widehat{A}_0$ – величина $\widehat{A}$ в отсутствии временных сторонних полей, а $\delta\widehat{A}$ –вариация величины $\widehat{A}$ переменными внешними полями. Это приводит к появлению явной зависимости энергии квазичастицы от пространственной $(\vec{r})$ и временной (t) переменных. Условия (2) являются условиями адиабатического изменения параметров среды. Используя введенные обозначения, запишем энергию квазичастицы сорта j с импульсом $\vec{p}$ при малом адиабатическом изменении параметров, от которых она зависит, в виде [5]:

$$\varepsilon^{(j)}\left(\widehat{A},\vec{p}\right) = \varepsilon_0^{(j)}\left(\widehat{A}_0,\vec{p}\right)\left(1+\widehat{a}^{(j)}\right), \tag{4}$$

где $\widehat{a}^{(j)} \equiv \widehat{a}^{(j)}(\vec{p},\vec{r},t)$ – глубина модуляции энергии квазичастицы сторонними полями, равная

$$\widehat{a}^{(j)} = \left(\frac{\partial}{\partial\widehat{A}}\ln\varepsilon\right)_{\widehat{A}=\widehat{A}_0}\delta\widehat{A}\,. \tag{5}$$

Условия адиабатичности изменения параметров означают, что

$$\left|\tau^{(j)}\frac{d}{dt}\ln\left|\widehat{a}^{(j)}\right|\right| << 1, \qquad \left|\tau^{(j)}\frac{d\varepsilon_0^{(j)}}{d\vec{p}}\cdot\nabla\ln\left|\widehat{a}^{(j)}\right|\right| << 1\,, \tag{6}$$

где $\tau^{(j)}$ - время жизни квазичастицы.

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

$$\overline{N}^{(j)} = \left(\exp\frac{\varepsilon_0^{(j)}}{T_0} - 1\right)^{-1}, \tag{7}$$

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. Такие процессы взаимодействия называются нормальными (N-процессами). Не сохранение импульса и энергии связано с взаимодействием квазичастиц, например, с частицами, приводящим к их затуханию, или связано с процессами переброса, 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 [5], в частности, эти условия выполняются и в экспериментах в работе [1].

Если в некоторый момент времени система квазичастиц выведена из состояния равновесия, то в ней за времена τ_N устанавливается квазилокальное равновесие, характеризуемое функцией распределения $N_0^{(j)}$, обращающей в ноль интеграл столкновений за счет N-процессов и имеющей вид [5]:

$$N_0^{(j)} = \left(\exp\frac{\varepsilon^{(j)} - (\vec{p}\vec{u})}{T_0(1+\theta)} - 1\right)^{-1}, \tag{8}$$

где $\vec{u}$ -дрейфовая скорость в газе квазичастиц, $\theta = (T - T_0)/T_0$ - относительная температура.

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

$$N^{(j)} = N_0^{(j)} + \delta N^{(j)}, \qquad \left(\left|\delta N^{(j)}\right| << N_0^{(j)}\right), \tag{9}$$

где $N_0^{(j)}$– локально-равновесная функция распределения (8), зависящая от газодинамических величин, а $\delta N^{(j)}$ зависит и от их градиентов.

Если ввести термодинамический потенциал F_0:

$$F_0 = -T\sum_{k,j}\ln\left(1+N_0^{(j)}\right), \tag{10}$$

то зная его как функцию $T,\vec{u}\ \widehat{A}_j$, удовлетворяющего термодинамическому тождеству:

$$dF_0 = -S_0 dT - \vec{P} d\vec{u} - \sum_j \widehat{B}_j d\widehat{A}_j \ , \tag{11}$$

находим плотности импульса $\vec{P}$, теплоемкость C и энтропию S, величины $\widehat{B}_j$, компоненты тензора плотности квазичастиц $\widetilde{\rho}_{ij}$:

$$\vec{P} = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial \vec{u}}\right)_{T,\widehat{A}} ; \ S_0 = -\left(\frac{\partial F_0}{\partial T}\right)_{\vec{u},\widehat{A}} ; C = \left(\frac{\partial S_0}{\partial T}\right)_{\vec{u},\widehat{A}} ; \quad \widehat{B}_j = \left(\frac{\partial F_0}{\partial \widehat{A}_j}\right)_{T,\vec{u}} ; \quad \overline{\widetilde{\rho}}_{il} = \frac{\partial \overline{P}_i}{\partial u_l} = -\left(\frac{\overline{\partial^2 F_0}}{\partial u_i \cdot \partial u_l}\right)_{T,\widehat{A}} . \tag{12}$$

Рассмотрим случай малых значений $\vec{u}$ и $\delta\widehat{A}_j$ в состоянии близком к полному статистическому равновесию с однородной температурой T_0, когда относительное отклонение температуры мало ($\theta << 1$). Разложение функции F_0 с точностью до квадратичных членов можно представить в виде:

$$F_0 = \overline{F}_0 + \overline{S}_0 T_0 \theta + \sum_j \overline{\widehat{B}}_j \delta\widehat{A}_j - \frac{1}{2}\overline{C} T_0 \theta^2 - T_0 \sum_j \frac{\partial \overline{S}_j}{\partial \widehat{A}_j} \theta \delta\widehat{A}_j + \frac{1}{2}\sum_{j,j'} \frac{\partial \widehat{B}_j}{\partial \widehat{A}_{j'}} \delta\widehat{A}_j \cdot \delta\widehat{A}_{j'} - \frac{1}{2}\widetilde{\rho}_{ij} u_i u_j \ . \tag{13}$$

Черта над величинами в приведенных выражениях означает, что они вычисляются при $T = T_0$, $\widehat{A}_j = \widehat{A}_{0j}$, $\vec{u} = 0$.

Используя определения (12), удобно представить величины в выражении (13) следующим образом:

$$\widehat{B}_j = \sum_{\vec{p}} \frac{\partial \varepsilon^{(j)}}{\partial \widehat{A}_j} N_0^{(j)} \ , \quad \widetilde{\rho}_{il} = \frac{1}{T}\langle p_i p_l \rangle ; \ S = \frac{1}{3T^2}\langle \varepsilon \vec{p} \vec{g} \rangle ; \quad C = \frac{1}{T^2}\langle \varepsilon^2 \rangle ; \ \frac{\partial S}{\partial \widehat{A}_j} = -\frac{\partial \widehat{B}_j}{\partial T} = \frac{1}{T^2}\left\langle \varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial \widehat{A}} \right\rangle_j .$$

Здесь под $\langle \ldots \rangle$ понимается суммирование вида: $\langle f \rangle = \sum_j \langle f \rangle_j$; $\langle f \rangle_j = \sum_{\vec{p}} f^{(j)} N_0^{(j)} \left(1 + N_0^{(j)}\right)$.

Применяя стандартную процедуру [5], из кинетического уравнения (1) можно получить систему газодинамических уравнений, описывающих изотропный газ квазичастиц в линейном приближении по дрейфовой скорости $\vec{u}$:

$$\vec{P} + ST\nabla\theta = -r\vec{u} + \widetilde{\eta}\Delta\vec{u} + \left(\widetilde{\zeta} + \frac{\widetilde{\eta}}{3}\right) \cdot \nabla div\,\vec{u} - \sum_j \widehat{b}_j \frac{\partial \widehat{A}_j}{\partial x_i} ;$$

$$C\dot{\theta} + S div\,\vec{u} + \sum_j \dot{\widehat{A}}_j \frac{\partial S}{\partial \widehat{A}_j} = \widetilde{\kappa}\Delta\theta + \frac{1}{T}\sum_j \widehat{b}_j \dot{\widehat{A}}_j \ , \tag{14}$$

где $\vec{P} = \widetilde{\rho} \cdot \vec{u}$, $\widetilde{\rho}$ – плотность числа квазичастиц, r – коэффициент внешнего трения, $\widetilde{\eta}, \widetilde{\zeta}$ – коэффициенты первой и второй вязкости, $\widetilde{\kappa}$ – коэффициент теплопроводности, $\widehat{b}_j = \sum_{\vec{k}} \frac{\partial \varepsilon^{(j)}}{\partial \widehat{A}_j} \cdot \delta N^{(j)}$ – описывает вклад необратимых процессов в величину $\widehat{B}$.

УРАВНЕНИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ ВОЛН ВТОРОГО ЗВУКА

Рассмотрим свободные колебания в газе квазичастиц [5] в случае малого затухания, связанного с необратимыми процессами и внешним «трением», которые являются вторичными волнами типа волн второго звука в HeII. Решение уравнений (14) для всех переменных ищем в виде: $\exp\left[i\left(\Omega t - \widetilde{\widetilde{k}}\vec{r}\right)\right]$ с частотой Ω и волновым вектором $\widetilde{\widetilde{k}}$. Из условия разрешимости системы уравнений находим дисперсионное уравнение для вторичных волн (ВВ) [5]:

$$\Omega\left(\Omega^2 - W_{\text{II}}^2 \widetilde{k}^2\right) - 2iW_{\text{II}}^2 \widetilde{k}^2 \Gamma_{\text{II}} = 0 \ . \tag{15}$$

Из решения дисперсионного уравнения (15) следует, что W_{II} – фазовая скорость ВВ, а величина Γ_{II} – коэффициент затухания ВВ. Выражения для W_{II} и Γ_{II} имеют простой вид, когда число квазичастиц в процессах взаимодействия не сохраняется:

$$W_{\text{II}} = \left(TS^2 / C\widetilde{\rho}\right)^{1/2} ; \qquad \Gamma_{\text{II}} = \frac{r}{2\widetilde{\rho}} + \left[\frac{1}{2\widetilde{\rho}}\left(\frac{4}{3}\widetilde{\eta} + \widetilde{\zeta}\right) + \frac{1}{2C}\widetilde{\kappa}\right]\widetilde{k}^2 \ . \tag{16}$$

В случае слабого затухания ВВ в системе квазичастиц, как и в любой «волновой» среде, возможны вынужденные колебания, обусловленные изменяющимися во времени граничными условиями для температуры и потоков энергии квазичастиц в ограниченной среде, как, например, в He II при возбуждении второго звука [7], так и сторонними полями [5], модулирующими энергию квазичастиц, учтенными нами в уравнениях переноса введением величины, обозначенной символом $\widehat{A}$.

Не останавливаясь на всех деталях, специфических для каждой реальной системы квазичастиц, рассмотрим возбуждение ВВ сторонними полями в газе квазичастиц в изотропной среде с однородными краевыми условиями Дирихле и Неймана [5]. Будем предполагать, что сторонние поля изменяются по гармоническому закону $\exp(i\Omega_0 t)$ с частотой Ω_0 и амплитудой, зависящей от координат. Решение системы уравнений (16), описывающее установившийся режим колебаний для всех переменных, ищем в виде произведения $\exp(i\Omega_0 t)$ на функции, зависящие от координат и удовлетворяющие соответствующим граничным условиям. Если привести систему уравнений к одной переменной, например θ, то получим для нее неоднородное уравнение Гельмгольца с малыми слагаемыми, учитывающими различные диссипативные процессы

$$\left(\Delta + k_0^2\right)\theta - 2ik_0^2\alpha_0\theta = F(\vec{r}), \tag{17}$$

где Δ – оператор Лапласа; $k_0 = \Omega_0/W_{\text{II}}$, $\alpha_0 = \Gamma(k_0)/\Omega_0$, $\Gamma(k_0)$ – величина, равная коэффициенту затухания ВВ (16) с волновым вектором $\tilde{\vec{k}} = \vec{k}_0$; $F(\vec{r})$ – амплитуда вынуждающей силы, равная

$$F(\vec{r}) = \frac{S^*}{C^*}k_0^2\sum_j \frac{\partial \ln W_{\text{II}}}{\partial \hat{A}_j}\delta\hat{A}_j + \frac{S^*}{C^*}\sum_j\left(\frac{\partial}{\partial \hat{A}_j}\ln\frac{S^*}{W_{\text{II}}}\right)\left(\Delta + k_0^2\right)\delta\hat{A}_j. \tag{18}$$

Решение уравнения в конкретных случаях с известными граничными условиями и вынуждающей силой находятся с помощью обычных методов математической физики.

В работе [5] было показано, как из уравнений (19) получается известные уравнения двухжидкостной гидродинамики HeII. Энергия квазичастиц (фононов, ротонов) сверхтекучей жидкости зависит от плотности ρ и скорости V_s сверхтекучей компоненты жидкости. Будем считать, что при возбуждении волн второго звука электрическим полем $\vec{E}$ в HeII, частота изменения которого удовлетворяет условиям (2), энергия квазичастиц будет зависеть и от электрического поля:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_0\delta\rho + \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\vec{E}}\right)_0\delta\vec{E} + \vec{p}\cdot\vec{V}_s. \tag{19}$$

Локально равновесная функция распределения будет иметь вид:

$$N_0^{(j)} = \left(\exp\frac{\varepsilon_0 + (\partial\varepsilon/\partial\rho)_0\,\delta\rho + \left(\partial\varepsilon/\partial\vec{E}\right)_0\delta\vec{E} - (\vec{p}\vec{w})}{T_0(1+\theta)} - 1\right)^{-1}, \tag{20}$$

где $\vec{w} = \vec{u} - \vec{V}_s$ – относительная скорость движения нормальной и сверхтекучей компонент жидкости.

Роль параметров, обозначенных символом $\hat{A}_j$, будут играть, соответственно, плотность ρ, скорость $\vec{V}_s$ и электрическое поле $\vec{E}$, а роль величин $\hat{B}_j$, соответственно, вклад в химический потенциал жидкости $\tilde{\mu} = \left(\frac{\partial F_0}{\partial\rho}\right)_{T,\vec{u}}$, $\vec{P} = \left(\frac{\partial F_0}{\partial V_s}\right)_{T,\rho}$, $\tilde{\vec{D}} = -\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial F_0}{\partial\vec{E}}\right)_{T,\rho}$. В волне второго звука имеется следующая связь скоростей нормальной $\vec{u}$ и сверхтекучей $\vec{V}_s$ компонент жидкости $\vec{V}_s = -\vec{u}\,\tilde{\rho}/\tilde{\rho}_s$. С учетом этого, из уравнений (19) скорость второго звука определяется следующим выражением: $W_{\text{II}} = \left(TS^2\tilde{\rho}_s/C\tilde{\rho}\rho\right)^{1/2}$, где ρ – плотность гелия, $\tilde{\rho}_s$ – плотность сверхтекучей компоненты. В экспериментах [1] второй звук возбуждался периодическим электрическим полем с частотой ω в резонаторе второго звука с длиной волны λ = 5,6 см. Уравнение вынужденных волн второго звука (24), с вынуждающей силой $F = -\frac{1}{C}\left(\frac{\partial S}{\partial\vec{E}}\right)\cdot\delta\vec{E}$, имеет вид:

$$\Delta\ddot{T} + 2\Gamma_{\text{II}}\Delta\dot{T} + \Omega_{II}^2\Delta T = -\frac{T}{C}\left(\frac{\partial S}{\partial\vec{E}}\right)\delta\ddot{\vec{E}}, \tag{21}$$

где $\Delta T = \theta\cdot T$. Как известно [8], решение этого уравнения имеет вид:

$$\Delta T = \frac{T\left(\frac{\partial S}{\partial\vec{E}}\right)\cdot\delta\vec{E}\cdot\omega^2}{C\sqrt{\left(\Omega_{\text{II}}^2 - \omega^2\right)^2 + 4\Gamma_{\text{II}}^2\omega^2}}\cos(\omega t + \delta), \tag{22}$$

где δ определяется из выражения $\mathrm{tg}\delta = 2\Gamma_{\text{II}}\omega/(\omega^2 - \Omega_{\text{II}}^2)$, а резонансная частота $\omega_{rez} = \left(\Omega_{II}^2 - \Gamma_{II}^2\right)^{1/2}$. Коэффициент $\left(\partial S/\partial\vec{E}\right)$ фактически является пироэлектрическим коэффициентом для He II и определяется выражением:

$$\frac{\partial S}{\partial \vec{E}} = \frac{1}{T^2} \cdot \left\langle \varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{E}} \right\rangle . \tag{23}$$

Этот коэффициент можно найти из анализа экспериментальных данных приведенных в работе [1]. Скорость второго звука при температуре $T = 1{,}4$ К равна $W_{II} = 19{,}7$ м/с, частота второго звука в резонаторе $\Omega_{II} = 2200{,}2$ с$^{-1}$. Взяв два экспериментальных значения для амплитуд ΔT и $\delta E = 166{,}67$В/см , используя формулу (24), найдем добротность резонатора $\Omega_{II}/\Gamma_{II} \sim 10^3$, значение пироэлектрического коэффициента $\left(\partial S/\partial \vec{E}\right) = 4{,}5 \cdot 10^{-10}$ Кл/см$^2\cdot$К. График зависимости ΔT от ω/ω_{rez} приведен на рис. 1 и совпадает с приведенным в работе [1] .

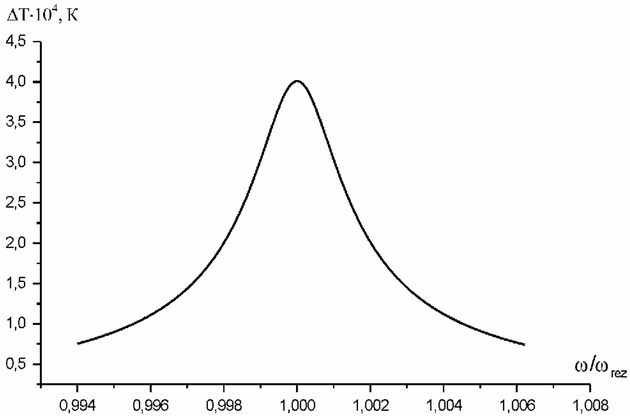

Рис. 1. Зависимость ΔT от ω/ω_{rez}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по возбуждению второго звука электрическим полем в HeII проводились при температурах 1,4 ÷ 1,8 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. Сделав единственное предположение о модуляции энергии ротонов электрическим полем, мы можем теоретически объяснить результаты экспериментов и определить пироэлектрический коэффициент, обусловленный относительным движением нормальной и сверхтекучей компонент гелия.

В заключении выражаю благодарность за обсуждение результатов И.Н. Адаменко, Э.Я. Рудавскому и А.С. Рыбалко.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рыбалко А.С. Наблюдение электрической индукции, обусловленной волной второго звука в He II. // ФНТ. – 2004. – Т. 30. – № 12. – С. 1321-1325.
2. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. – М.: Мир, 1981. –736 с.
3. Косоротов В.Ф., Кременчутский Л.С., Самойлов В.Б., Щедрина Л.В. Пироэлектрический эффект и его практическое применение. –К.: Наукова думка, 1989. – 407 с.
4. Алексин В.Ф., Ходусов В.Д. Возбуждение второго звука в пироэлектриках. // ФТТ. – 1986. – Т.28. – С. 242-247.
5. Ахиезер А.И., Алексин В.Ф., Ходусов В.Д. Газодинамика квазичастиц.I. Общая теория // ФНТ. – 1994. – Т. 20. – № 12. – С. 1199-1238.
6. Ахиезер А.И. О поглощении звука в твердых телах. // ЖЭТФ. – 1938. – Т. 8. – С.1318-1329.
7. Халатников И.М. Теория сверхтекучести.–М.: Наука, 1971. – 320 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. – М.: Наука, 1973 . – 207 с.

SECOND SOUND WAVE EXCITATION IN HE II BY PERIODIC ELECTRIC FIELD

V.D. Khodusov
Kharkov V.N. Karazin National University, High-Technology Institute, Kharkov 61108, Kurchatov av, 31,Ukraine
E-mail: khodusov@pht.univer.kharkov.ua

The explanation of the experiments concerned the second sound wave excitation by the periodic electric field in superfluid helium is given. Due to the electrical induction, which appears in the case of the relative motion of the normal and superfluid components of the fluid and leads to the piroelectric effect, this electric filed causes an adiabatic modulation of the quasiparticle (phonon, roton) energy. It is shown when the frequencies of the electric field and the second sound wave are equal the resonance excitation of the waves take a place. The value of the piroelectric coefficient has been obtained.

KEY WORDS: second sound wave, superfluid Helium, phonons, rotons, forced oscillations, piroelectric effect