

PACS: 67.40.Pm

**РЕЛАКСАЦИЯ В ФОНОННЫХ СИСТЕМАХ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ,
ОБУСЛОВЛЕННАЯ ТРЕХЧАСТИЧНЫМИ ПРОЦЕССАМИ****Ю.А. Киценко¹, В.А. Слипко^{1,2}**¹Харьковский национальный университет, пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина²Научно-технический центр электрофизической обработки, ул. Чернышевского 28, Харьков 61002, Украина

Поступила в редакцию 1 марта 2004 г.

Исходя из гидродинамического гамильтониана Ландау получено выражение для характерной частоты трехфононной релаксации в изотропной фононной системе сверхтекучего He II при давлении насыщенного пара, справедливое во всем диапазоне энергий, при которых разрешены трехфононные процессы. Полученное выражение было обобщено на случай произвольных давлений вплоть до 19 бар. В работе были проанализированы предельные случаи и проведено сопоставление с результатами предыдущих исследований. Были впервые вычислены частоты взаимодействия фона с анизотропной фононной системой при давлении насыщенного пара и при повышенных давлениях.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фонон, изотропная система, анизотропная система, частота релаксации, трехчастичный процесс

Явления, протекающие в He II при очень низких температурах удобно объяснять, используя квазичастичное описание. Спектр таких квазичастиц хорошо известен. Начальному участку такого спектра отвечают кванты звукового поля – фононы. Их закон дисперсии имеет вид:

$$\varepsilon(p) = cp(1 + \psi(p)), \quad (1)$$

где ε – энергия фона, p – его импульс, c – скорость звука в He II, $\psi(p) \ll 1$ – малое отклонение спектра от линейности, однако именно оно определяет механизмы релаксации.

В данной работе исследуются свойства изотропных и анизотропных фононных систем жидкого He II. Изотропные системы легко создаются экспериментально путем нагрева всего объема жидкого He II. Для получения анизотропных фононных систем используется нагреватель, который инжектирует узкий пучок фононов в He II, температура которого очень низка. Изотропные системы интенсивно исследуются теоретически уже в течении нескольких десятилетий [1-5]. Первая же теоретическая работа [6], которая положила начало систематическим теоретическим исследованиям сильно анизотропных фононных систем в сверхтекучем гелии, была опубликована только в 1999. Целью данной работы является изучение трехчастичных процессов в анизотропных фононных системах сверхтекучего гелия. Наряду с этим получены новые результаты для изотропных фононных систем.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ФОНОНА ОТ ИМПУЛЬСА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

После проделанного критического анализа экспериментальных и теоретических работ, связанных с исследованием фононного спектра (см. обзор [7], а также оригинальные работы, указанные в [7]) оказалось, что предложенными спектрами либо нельзя пользоваться во всем интервале представляющих интерес давлений, либо они описываются слишком сложными аналитическими зависимостями. Поэтому расчеты в данной работе проведены с помощью простой аналитической аппроксимации функции $\psi(p, P)$:

$$\psi(p, P) = \alpha \frac{c(P) - u_c(P)}{2c(P)} \frac{p^2}{p_c^2(P)} \left(1 - \frac{p^2}{p_c^2(P)} \right), \quad (2)$$

где α – численный коэффициент, P – давление, p_c – критическое значение импульса, $u_c = \partial \varepsilon / \partial p \Big|_{p=p_c}$ – групповая скорость фононов, имеющих импульс $p = p_c$. Для давления насыщенного пара имеем $c = 2,38 \cdot 10^4$ см/с, $u_c = 1,89 \cdot 10^4$ см/с и $\varepsilon_c = \varepsilon(p_c) = 10$ К. Впервые подобный вид спектра был приведен в [8].

Выбор спектра в виде (2) обусловлен несколькими факторами:

1. Функция ψ должна содержать только четные степени p ;
2. Функция ψ должна обращаться в 0 при $p = 0$ и $p = p_c$;

Коэффициент α найден путем обработки экспериментальных данных нейтронного рассеяния по методу наименьших квадратов. Оказалось, что с хорошей степенью точности можно считать, что он не зависит от давления P . Подчеркнем, что полученное нами значение $\alpha = 1,76$ приводит к хорошему согласию с экспериментальными данными.

Нужно заметить, что выражение (2) справедливо в области $p < p_c$ для любых давлений, вплоть до давления $P = 25$ бар – давления затвердевания жидкого гелия.

Для того, чтобы пользоваться выражением (2) при различных давлениях, необходимо привести зависимости $c(P)$, $u_c(P)$ и $\varepsilon_c(P)$:

$$c(P) = 10^2(-0,0815P^2 + 7,0274P + 238,3), \quad (3)$$

$$u_c(P) = 10^2(-0,2105P^2 + 12,144P + 189), \quad (4)$$

$$\varepsilon_c(P) = -0,4575P + 10, \quad (5)$$

Укажем здесь также зависимости от давления плотности $\rho(P)$ и постоянной Грюнайзена $u = (\rho/c)(\partial c/\partial \rho)$, которые нам понадобятся в дальнейшем:

$$\rho(P) = 4,841 \cdot 10^{-7} P^3 - 3,5659 \cdot 10^{-5} P^2 + 0,016808P + 0,145217, \quad (6)$$

$$u(P) = -2,9465 \cdot 10^{-5} P^3 + 0,0018744P^2 - 0,053574P + 2,84. \quad (7)$$

Зависимости (3)-(7) были получены в результате анализа данных работ [9-11] (в приведенных зависимостях все величины даны в системе СГС, кроме ε_c , которое измеряется в К).

ТРЕХФОНОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

При импульсах $p < p_c$ из выражения (2) следует, что функция $\psi > 0$ (аномальная дисперсия). В этом случае законы сохранения энергии и импульса разрешают процессы с несохранением числа фононов. Самым быстрым из них является трехфоновый процесс, когда один фонон распадается на два или в результате взаимодействия двух фононов получается один. Такие процессы были впервые рассмотрены в [1-5].

При $p > p_c$ функция $\psi < 0$. В этом случае дисперсия является нормальной и трехфоновые процессы запрещены законами сохранения энергии и импульса, а самыми быстрыми являются четырехфоновые процессы.

Для предложенного вида спектра (2) можно показать, что трехфоновые процессы протекают не до самой точки раздела p_c , а имеют несколько иные ограничения на импульсы взаимодействующих фононов.

Из законов сохранения энергии и импульса, которые должны выполняться при таких процессах:

$$\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_3, \quad (8)$$

$$\varepsilon(p_1) + \varepsilon(p_2) = \varepsilon(p_3), \quad (9)$$

а также выражений (1) и (2) получим ограничения на импульсы взаимодействующих фононов:

$$0 < p_{1,2} < \sqrt{\frac{3}{5}} p_c = p_{1,2\max}, \quad (10)$$

$$0 < p_3 < \sqrt{\frac{4}{5}} p_c = p_{3\max}. \quad (11)$$

При давлении насыщенного пара имеем $cp_{1,2\max}/k_B = 7,7$ К, а $cp_{3\max}/k_B = 8,9$ К.

Плотность вероятности трехчастичного процесса определяется таким матричным элементом:

$$W(\mathbf{p}_3|\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2) = \frac{2\pi V}{\hbar} \left| \langle \mathbf{p}_3 | \hat{\rho}_3 | \mathbf{p}_1\mathbf{p}_2 \rangle \right|^2. \quad (12)$$

После вычисления соответствующего матричного элемента, исходя из гидродинамического гамильтониана Ландау, для плотности вероятности [5] получим:

$$W(\mathbf{p}_3|\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2) = \frac{\pi \cdot c}{\rho \cdot \hbar} p_1 p_2 p_3 (u+1)^2 \delta_{\mathbf{p}_1+\mathbf{p}_2,\mathbf{p}_3}. \quad (13)$$

Из (13) видно, что плотность вероятности не зависит от углов между импульсами взаимодействующих фононов всегда, когда такие процессы разрешены законами сохранения (8) и (9). Можно также показать, что наиболее вероятным процессом является процесс распада такого фонона на два фонона с одинаковыми энергиями.

Из законов сохранения (8) и (9) получим выражения для углов между импульсами фононов. Здесь и далее вместо угловых переменных θ_{ij} нам будет удобнее использовать $\zeta_{ij} = 1 - \cos \theta_{ij}$, где θ_{ij} – угол между \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_j .

Итак, для ζ_{12} имеем следующее выражение:

$$\zeta_{12} = \frac{p_1 + p_2}{p_1 p_2} ((p_1 + p_2)\psi(p_1 + p_2) - p_1\psi(p_1) - p_2\psi(p_2)). \quad (14)$$

Можно также показать, что всегда имеет место соотношение

$$\zeta_{12} = \frac{p_3^2}{p_2^2} \zeta_{13}. \quad (15)$$

Заметим, что из (15) следует $\zeta_{12} > \zeta_{13}$. Это соотношение понадобится нам в дальнейшем.

Приведем в табл. значения максимального угла между импульсами взаимодействующих фононов $\theta_{12\max}$, p_c и значение импульса p_3 , при котором достигается максимум угла θ_{12} для некоторых значений давлений.

Таблица. Значения критического импульса p_c и угла $\theta_{12\max}$ при различных давлениях

P , бар	cp_c/k_B , К	p_3 , К	$\theta_{12\max}$, град
0	10	6,32	27
5	7,713	4,87	18
10	5,425	3,43	13

Из табл. видно, что с ростом давления максимальный угол, при котором разрешены трехчастичные процессы, уменьшается. Это объясняется тем, что происходит уменьшение максимального значения ψ . Наряду с этим при увеличении давления, уменьшается значение p_c , фактически определяющее максимальные значения импульсов фононов, которые могут участвовать в трехчастичных взаимодействиях. Указанные факторы ведут к сильному сокращению объема импульсного пространства, в котором трехфононные процессы разрешены законами сохранения энергии и импульса.

ЧАСТОТЫ ТРЕХФОНОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ИЗОТРОПНЫХ ФОНОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Впервые частоты трехфононных процессов для давления насыщенного пара в предельных случаях были найдены в [1, 2], а общий случай рассмотрен в [5]. Однако в работе [5] не был произведен учет конкретного вида энергетического спектра. Поэтому полученные в [5] частоты не обращались в 0 вблизи граничной энергии, при которой трехфононные процессы запрещены законами сохранения энергии-импульса. Учет же конкретного вида энергетического спектра показал, что выражение для частоты имеет вид:

$$v_{3pp}(x_1) = \frac{(u+1)^2}{4\pi\rho\hbar^4} \left(\frac{k_B}{c}\right)^5 \left\{ \frac{1}{2} \xi(x_1) + \beta(x_1) \right\}, \quad (16)$$

где k_B – постоянная Больцмана, $x_i = \frac{cp_i}{k_B}$,

$$\xi(x_1) = \int_0^{x_1} dx_2 x_2^2 (x_1 - x_2)^2 \frac{n_0(x_2)}{n_0(x_1)} n_0(x_1 - x_2) \eta(\zeta_2(x_1, x_2)), \quad (17)$$

$$\beta(x_1) = \int_{x_1}^{x_{3\max}} dx_3 x_3^2 (x_3 - x_1)^2 \{n_0(x_3 - x_1) - n_0(x_3)\} \eta(\zeta_3(x_1, x_3)). \quad (18)$$

Здесь

$$\zeta_2(x_1, x_2) = \frac{x_1 - x_2}{x_1 x_2} (x_1 \psi(x_1) - x_2 \psi(x_2) - (x_1 - x_2) \psi(x_1 - x_2)), \quad (19)$$

$$\zeta_3(x_1, x_3) = \frac{x_3 - x_1}{x_1 x_3} (x_3 \psi(x_3) - x_1 \psi(x_1) - (x_3 - x_1) \psi(x_3 - x_1)), \quad (20)$$

$$n_0(x) = \{\exp(x/T) - 1\}^{-1}, \quad (21)$$

$$\eta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ 0, & x < 0. \end{cases}$$

Выражение (16) с учетом (17)-(21) полностью определяет характерную частоту трехфононной релаксации. Отметим тот факт, что конечный результат (16) содержит параметры нелинейности фононного спектра в He II. Математически это обстоятельство выражается в наличии η -функций, которые фактически ограничивают область интегрирования. Частоты, приведенные в [5], не содержали этих η -функций. Заметим, что именно указанные η -функции обеспечивают достаточно быстрое обращение частот в 0 вблизи граничного импульса $p_{end} = \sqrt{4/5} p_c$. Приближение частот трехфононных процессов к 0 при $p_1 \rightarrow p_{end}$ описывается соотношением

$$v_{3pp} \approx \frac{(u+1)^2}{240\pi\rho\hbar^4} \sqrt{4p_{\max}^2 - 3p_1^2} (9p_1^4 - 14p_1^2 p_{\max}^2 + 6p_{\max}^4),$$

где $p_{\max} = \sqrt{3/5} p_c$. Приведенное соотношение справедливо в области $p_{\max} < p_1 < p_{end}$.

Необходимо заметить, что формула (16), с учетом зависимостей (3)-(7) справедлива для всех давлений,

при которых идут трехчастичные процессы. На рис. 1 приведены частоты трехфононных процессов для различных давлений. Из рис. 1 видно, что с ростом давления частоты начинают убывать. Это является очевидным фактом, т.к. при достаточно высоком давлении (19 бар), трехфононные процессы запрещены законами сохранения энергии и импульса. Температурная же зависимость таких частот остается прежней, т.е. соответствует результатам [5], а именно при малых значениях p_1 имеем $v_{3pp} \propto T^4$, а при больших значениях p_1 частоты трехфононных процессов от температуры не зависят.

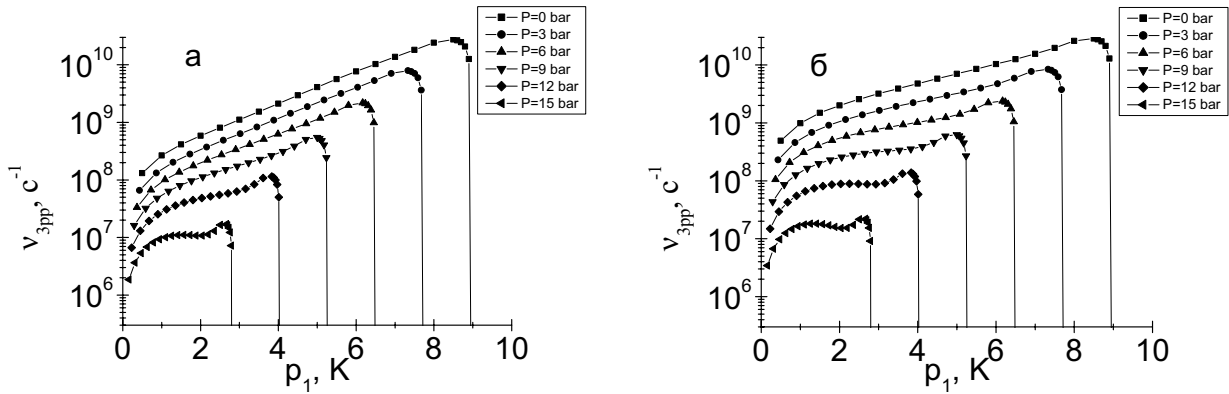


Рис. 1. Частоты трехфононных процессов в изотропных фононных системах для различных давлений при $T=0,7$ К (а) и $T=1$ К (б)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОНОНА С АНИЗОТРОПНОЙ ФОНОННОЙ СИСТЕМОЙ, КОГДА УГОЛ МЕЖДУ ЕГО ИМПУЛЬСОМ И ОСЬЮ АНИЗОТРОПИИ МАЛЫЙ

Для вычисления времени взаимодействия фонона, имеющего импульс \mathbf{p}_1 , с анизотропной фононной системой воспользуемся кинетическим уравнением Больцмана. Учтем в интеграле столкновений слагаемые, которые отвечают слиянию фонона с импульсом \mathbf{p}_1 с фононом анизотропной системы, а также распаду фонона из анизотропной фононной системы в результате которого один из образовавшихся фононов имеет импульс \mathbf{p}_1 .

В анизотропной системе равновесная функция может быть записана в виде (приближение Бозе-конуса):

$$n_0(p) = \eta(\theta_p - \theta) \{ \exp(cp/k_B T) - 1 \}^{-1}, \tag{22}$$

где θ_p – половина угла при вершине конуса анизотропной системы. Тогда выражение для частоты имеет вид

$$v_{3pp}(\mathbf{p}_1) = J_2(\mathbf{p}_1) - J_3(\mathbf{p}_1), \tag{23}$$

где

$$J_2(\mathbf{p}_1) = \int W(\mathbf{p}_3 | \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_1) n_{20} \delta(\varepsilon_{p_2} + \varepsilon_{p_3} - \varepsilon_{p_1}) d\Gamma_2, \quad \mathbf{p}_3 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \tag{24}$$

$$J_3(\mathbf{p}_1) = \int W(\mathbf{p}_3 | \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_1) n_{30} \delta(\varepsilon_{p_2} + \varepsilon_{p_3} - \varepsilon_{p_1}) d\Gamma_3, \quad \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_1, \tag{25}$$

$W(\mathbf{p}_3 | \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2)$ определяется выражением (13), $n_{i0} = n_0(p_i)$, $d\Gamma_i = \frac{p_i^2 dp_i d\varphi_i d\zeta_i}{(2\pi\hbar)^3}$, $\zeta_i = 1 - \cos\theta_i$, θ_i – угол между осью анизотропии и импульсом соответствующего фонона, а φ_i – угол между проекциями фононов с импульсами \mathbf{p}_1 и \mathbf{p}_i на плоскость, перпендикулярную оси анизотропии системы.

Проинтегрируем выражения (24) и (25) по φ_i и с помощью δ -функции – по ζ_i , а затем перейдем к переменным $x_i = \frac{cp_i}{k_B}$. В итоге получим:

$$J_2(\mathbf{x}_1) = \frac{(u+1)^2}{4\pi^2 \rho \hbar^4} \left(\frac{k_B}{c} \right)^5 \int_0^{x_c} dx_2 x_2^2 (x_1 + x_2)^2 n_{20} \eta(\zeta_{12}(x_1, x_2)) I_2, \tag{26}$$

$$J_3(\mathbf{x}_1) = \frac{(u+1)^2}{4\pi^2 \rho \hbar^4} \left(\frac{k_B}{c} \right)^5 \int_{x_1}^{x_c} dx_3 x_3^2 (x_3 - x_1)^2 n_{30} \eta(\zeta_{13}(x_1, x_3)) I_3, \tag{27}$$

где

$$\zeta_{12}(x_1, x_2) = \frac{x_1 + x_2}{x_1 x_2} ((x_1 + x_2)\psi(x_1 + x_2) - x_1\psi(x_1) - x_2\psi(x_2)), \tag{28}$$

$$\zeta_{13}(x_1, x_3) = \frac{x_3 - x_1}{x_1 x_3} (x_3 \psi(x_3) - x_1 \psi(x_1) - (x_3 - x_1) \psi(x_3 - x_1)). \quad (29)$$

$$I_2 = \begin{cases} \pi, \zeta_p > \zeta_{2+}, \\ \arcsin \frac{\zeta_p - (\zeta_1 + \zeta_{12})}{2\sqrt{\zeta_1 \zeta_{12}}} + \frac{\pi}{2}, \zeta_{2+} > \zeta_p > \zeta_{2-}, \\ 0, \zeta_p < \zeta_{2-}, \end{cases} \quad I_3 = \begin{cases} \pi, \zeta_p > \zeta_{3+}, \\ \arcsin \frac{\zeta_p - (\zeta_1 + \zeta_{13})}{2\sqrt{\zeta_1 \zeta_{13}}} + \frac{\pi}{2}, \zeta_{3+} > \zeta_p > \zeta_{3-}, \\ 0, \zeta_p < \zeta_{3-}, \end{cases} \quad (30)$$

где

$$\zeta_{2\pm} = (\sqrt{\zeta_1} \pm \sqrt{\zeta_{12}})^2, \quad \zeta_{3\pm} = (\sqrt{\zeta_1} \pm \sqrt{\zeta_{13}})^2. \quad (31)$$

В выражении (26) можно сделать замену $x_2 = x_3 - x_1$. Тогда в выражениях (26) и (27) интегрирование будет вестись по x_3 . Отметим, что I_2 и I_3 по сути выражают ограничения на углы между импульсами взаимодействующих фононов. Заметим также, что в рассматриваемом приближении (Бозе-конуса), фононы с импульсами \mathbf{p}_2 и \mathbf{p}_3 должны находиться внутри анизотропного конуса. С учетом упомянутых условий соотношение для частоты (23) можно представить в виде

$$v_{3pp}(\mathbf{x}_1) = \frac{(u+1)^2}{4\pi^2 \rho \hbar^4} \left(\frac{k_B}{c} \right)^5 \times \int_{x_1}^{x_3(x_1)} dx_3 x_3^2 (x_3 - x_1)^2 \left\{ \frac{1}{e^{\frac{x_3 - x_1}{T}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{x_3}{T}} - 1} \right\} I_2, \quad (32)$$

где $x_{3\pm}(x_1) = \frac{1}{2} \left(x_1 \pm \sqrt{4x_{1,2\max}^2 - 3x_1^2} \right)$, $x_{1,2\max}^2 = \frac{3}{5} x_c^2$.

Приведем графики таких частот при различных давлениях и температуре равной 0,7 К.

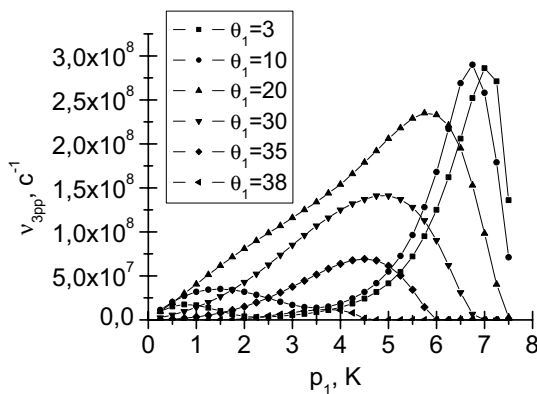


Рис. 2. Зависимость v_{3pp} от p_1 для различных θ_1 при $\zeta_p = 0,018$ и $P = 0$ бар

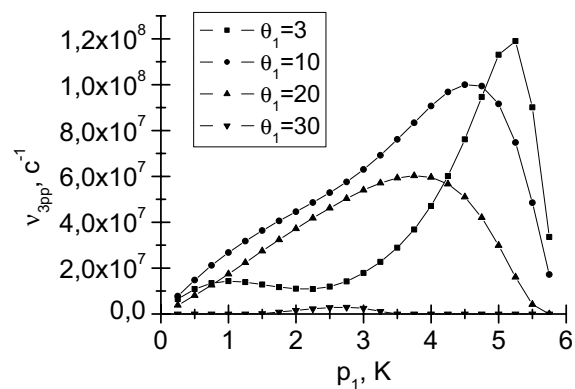


Рис. 3. Зависимость v_{3pp} от p_1 для различных θ_1 при $\zeta_p = 0,018$ и $P = 5$ бар

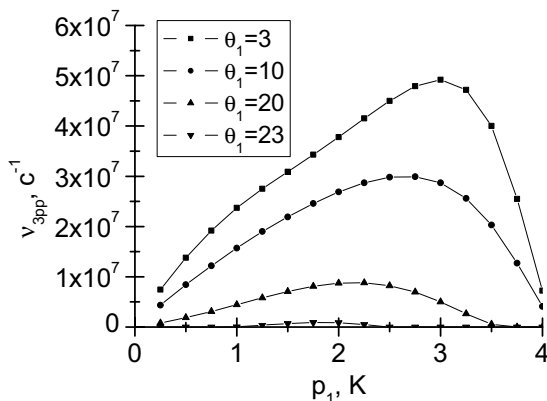


Рис. 4. Зависимость v_{3pp} от p_1 для различных θ_1 при $\zeta_p = 0,018$ и $P = 10$ бар

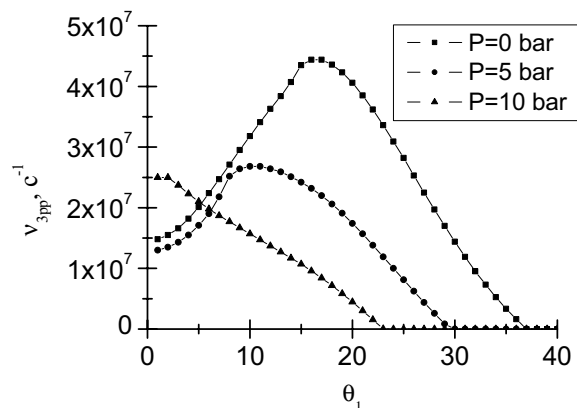


Рис. 5. Зависимость v_{3pp} от θ_1 для различных давлений при $\zeta_p = 0,018$ и $p_1 = 1$ К

На рис. 2 изображена зависимость v_{3pp} от p_1 для различных θ_1 при $\zeta_p = 0,018$ и $P = 0$ бар. С ростом θ_1 положение максимума смещается влево. Для того чтобы понять, почему так происходит, необходимо обратиться к выражению (14). Действительно, будем считать пучок фононов моноэнергетическим с энергией фононов 1,85 К и летящим вдоль оси z . Рассчитаем, с фононами какой энергии взаимодействуют такие фононы, если угол между ними задан. Расчет показывает, что для $\theta_1 = 3, 10, 20^\circ$ энергии упомянутых фононов будут составлять 6,64; 6,49 и 5,91 К. Это достаточно хорошо согласуется с положением максимума на рис. 2, несмотря на то, что такое рассмотрение является достаточно грубым при $\zeta_1 < 2\zeta_p$ и дает лишь качественные оценки в этом случае. При величинах же угла больше 27° данное рассмотрение не может применяться, т.к. при таких углах фононы уже не взаимодействуют, т.е. пучок нельзя рассматривать летящим вдоль оси z . В этом случае положение максимума связано с другим фактором: наибольший угол, разрешенный в трехфононных процессах, достигается в случае, когда энергии взаимодействующих фононов равны между собой и составляют около 3,5 К. Именно к этой энергии и стремится в пределе положение максимума.

На рис. 5 приведена зависимость v_{3pp} от ζ_1 при $\zeta_p = 0,018$ и $p_1 = 1$ К в случае разных давлений. Видно, что для $P = 0$ и $P = 5$ бар частоты имеют максимум. Наличие максимума для $P = 0$ бар можно объяснить, если снова заменить анизотропный конус монохроматическим пучком фононов с энергией 1,85 К, который движется вдоль оси z . Тогда такие фононы взаимодействуют с фононом, энергия которого 1 К, когда угол между ними составляет $16,45^\circ$, что и обуславливает положение максимума. На рис. 3 и 4 изображены те же частоты в случае повышенных давлений. Их интерпретация может быть проведена аналогичным образом.

Подчеркнем, что данный результат является важным для объяснения уникальных явлений, обнаруженных в экспериментах по взаимодействию фононных пучков (университет Эксетер, Англия).

ВЫВОДЫ

В работе исследованы трехфононные процессы в сверхтекучем ^4He . Исходя из гидродинамического гамильтониана Ландау, получено общее выражение (16) для частоты трехфононной релаксации в изотропных фононных системах справедливое для любых фононных энергий в области спектра, где разрешены трехфононные процессы, при различных давлениях. Было показано, что указанные частоты быстро обращаются в 0 вблизи граничной энергии, начиная с которой трехчастичные процессы запрещены законами сохранения энергии и импульса. В данной работе было впервые вычислено время взаимодействия фонона с анизотропной фононной системой при различных давлениях. Найдены зависимости указанных времен от энергии релаксирующего фонона и направления его движения относительно оси анизотропии.

Авторы выражают искреннюю благодарность И.Н. Адаменко и К.Э. Немченко за многочисленные полезные дискуссии, которые стимулировали выполнение этой работы, а также ГФФИ Украины (грант №02.07 / 000372) за поддержку работ по данной тематике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Halvin and M. Luban, Phys. Lett., 1972, v. A42, p. 133.
2. H.J. Maris, Phys. Rev. A8, 1973, p. 1980.
3. H.J. Maris, Phys. Rev. A9, 1974, p. 1412.
4. D. Benin, Phys. Rev. B11, 1975, p. 145.
5. М.А.Н. Tucker, А.Ф.Г. Wyatt, И.Н. Адаменко, А.В. Жуков, К.Э. Немченко, ФНТ, 1999, т.25, №7, с. 657.
6. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, A.V. Zhukov, M.A.H. Tucker, A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. Lett., 1999, v.82, p.1482.
7. R. Sridhar, Phys. Reports, 1987, v. 146, №5, p. 259.
8. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko and A.F.G. Wyatt, JLTP, 2001, v. 125, Nos. ½, p. 1.
9. B.M. Abraham, Y. Eckstein, J.B. Ketterson, M. Kuchnir, and P.R. Roach, Phys. Rev. A, 1970, v. 1, №2, p. 250.
10. M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, Physica B, 1994, v. 194-196, p. 549.
11. R.C. Dynes and V. Narayanamurti, Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N5, p. 1720.

RELAXATION IN PHONON SYSTEMS OF SUPERFLUID HELIUM CAUSED BY THREE-PARTICLE PROCESSES

Yu.A. Kitsenko¹, V.A. Slipko^{1,2}

¹Kharkov National University, Svobody Square 4, Kharkov 61077, Ukraine

²Electro-Physical Scientific and Technical Centre, Chernyshevsky st. 28, Kharkov 61002, Ukraine

Starting from hydrodynamic Landau Hamiltonian we obtained an expression for typical rates of three-phonon relaxations in isotropic phonon system of superfluid He II at saturated vapor pressure. This expression is correct for all energies where three-phonon processes are allowed by conservation laws. The obtained expression has been generalized on a case of any pressure up to 19 bar. Limit cases have been analyzed and they were compared with results of previous researches. The rates of phonon interaction with anisotropic phonon system have been calculated at saturated vapor pressure and in case of high pressures.

KEY WORDS: phonon, isotropic system, anisotropic system, relaxation rate, three-particle process