Физика низких температур, 2003, т. 29, № 6, с.667–671

Нелинейные волны второго звука в сверхтекучих смесях ^{4}He–^{3}He

Г.В. Колмаков

Институт физики твердого тела РАН
п. Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
E-mail: german@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 19 декабря 2002 г.

Гамильтонов формализм в двухжидкостной гидродинамике обобщен на случай сверхтекучих смесей ^{4}He–^{3}He. На его основе рассчитаны амплитуда трехволнового взаимодействия для второго звука и коэффициент нелинейности второго звука в He II с примесью ^{3}He. Показано, что температура, при которой коэффициент нелинейности второго звука изменяет знак с отрицательного на положительный, понижается от 1,88 до 1,7 К при введении 10% примесей ^{3}He в сверхтекучий ^{4}He. Таким образом, для слабых растворов ^{4}He–^{3}He существует достаточно широкий интервал температур ниже температуры сверхтекучего перехода T_λ, в котором коэффициент нелинейности второго звука отрицателен, и ударный фронт формируется на спаде нелинейной волны нагрева второго звука.

PACS: 67.40.Pm, 67.40.Mj

1. Введение

Изучены нелинейные свойства волн второго звука в сверхтекучем ^{4}He с примесью ^{3}He. Известно [1], что второй звук в He II характеризуется значительно более сильными нелинейными свойствами, чем обычный (первый) звук. Например, бегущий импульс ротонного второго звука длительностью $\tau \sim 10$ мкс и амплитудой $\delta T \sim 10^{-2}$ К превращается в ударную волну на расстоянии порядка 1 см от источника [2].

Коэффициент нелинейности α, определяющий зависимость скорости второго звука от амплитуды волны δT, $u_2 = u_{20}\ (1 + \alpha\delta T)$ (где u_{20} — скорость второго звука бесконечно малой амплитуды), в чистом He II дается выражением [1]

$$\alpha = \frac{\partial}{\partial T}\ln\left(u_{20}^3\,\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right), \qquad (1)$$

где σ — энтропия единицы массы жидкости. Коэффициент α входит в уравнение Бюргерса, описывающее эволюцию бегущей одномерной слабонелинейной волны [3].

Коэффициент нелинейности ротонного второго звука сильно зависит от температуры. В чистом He II при давлении насыщенных паров коэффициент α отрицателен при 1,88 К $< T < T_\lambda$ и положителен при T $<$ 1,88 К. При $T = T_\alpha$ = 1,88 К коэффициент α меняет знак. Вследствие этого в области температур выше T_α возможно образование ударного фронта (температурного разрыва) на спаде волны нагрева второго звука, что является специфическим свойством второго звука [1].

В настоящей работе изучено влияние примесей ^{3}He на нелинейные свойства второго звука в сверхтекучем He II. Исследования нелинейных волн второго звука в сверхтекучих смесях имеют самостоятельный интерес и, кроме того, важны в свете изучения взаимодействия волн первого и второго звука между собой [4–6], свойств акустической турбулентности в сверхтекучем гелии [7–9], а также исследований нелинейных явлений в сверхтекучих смесях вблизи трикритической точки [10].

Выражение (1) для коэффициента нелинейности второго звука α в чистом He II неприменимо в случае сверхтекучих смесей, поскольку сами уравнения гидродинамики для них изменяют свой вид [1]. Для вычисления коэффициента нелинейности второго звука в смеси уравнения гидродинамики удобно записать в гамильтоновых переменных.В настоящей статье гамильтонов формализм, сформулированный для чистого He II в работах [5,11], обобщен на случай сверхтекучих смесей. Гамильтонов подход удобен для исследования свойств нелинейных волн тем, что позволяет рассчитать единым образом не только коэффициенты нелинейности первого и второго звука, но и коэффициенты взаимного превращения. Кроме того, все эти величины могут быть вычислены непосредственно в том виде, в котором они входят в кинетические уравнения для волн, применяемые при изучении акустической турбулентности [7].

Нелинейные уравнения гидродинамики сверхтекучих смесей без привлечения канонического формализма проанализированы ранее в работе [12].

2. Гамильтонов формализм в гидродинамике сверхтекучих смесей

Известно [11], что уравнения двухжидкостной гидродинамики чистого He II допускают формулировку на языке канонических переменных. В этом описании роль гамильтониана играет полная энергия жидкости в неподвижной системе отсчета, а парами взаимно сопряженных канонических переменных являются (φ,ρ), (β,S) и (γ,f). Здесь ρ — плотность жидкости, S — энтропия единицы объема жидкости, φ — потенциал сверхтекучей скорости, β — фазовая переменная, сопряженная с энтропией S, и γ, f — переменные Клебша [13], описывающие вихревое движение нормальной компоненты. Переход к нормальным координатам — амплитудам бегущих волн первого и второго звуков — описан соответствующим каноническим преобразованием. Амплитуда нелинейного взаимодействия волн второго звука, пропорциональная коэффициенту нелинейности α, вычислена как коэффициент в разложении гамильтониана по степеням нормальных координат.

«Расширенный» формализм, пригодный для описания гидродинамики сверхтекучих смесей, включает в себя дополнительные переменные — концентрацию примеси ε и сопряженную ей фазовую переменную λ. Особенность такого описания, по сравнению с традиционной формулировкой [11], состоит в том, что наличие примеси (и, соответственно, появление дополнительной пары переменных в уравнениях гидродинамики) не приводит к возникновению новой акустической моды, так как атомы примеси участвуют только в нормальном движении жидкости [1]. Следовательно, потенциал λ должен быть определен так, чтобы скорость движения примесей совпадала со скоростью $\mathbf{v}_n$ нормальной компоненты. Данное условие представляет собой дополнительную связь, наложенную на уравнения гидродинамики, сформулированные в канонических переменных. Таким образом, λ не является независимой переменной и, в принципе, может быть исключена из конечных уравнений движения. Однако в вычислениях нам будет удобнее пользоваться расширенным набором переменных, включающим потенциал λ в явном виде. Аналогичная ситуация возникает, например, при описании на языке канонических переменных неизоэнтропического движения нормальной жидкости [11]. Отметим, что гамильтонов формализм для сверхтекучих смесей может быть получен исходя из лагранжевой формулировки уравнений гидродинамики смесей, аналогично тому, как это было проделано в работах [11,14] для двухжидкостной гидродинамики чистого He II.

Перейдем к формулировке канонического формализма в гидродинамике смесей. В качестве функции Гамильтона может быть выбрана полная энергия жидкости

$$H = \int d^3\mathbf{r}\left(\frac{1}{2}\rho\mathbf{v}_s^2 + \mathbf{p}\mathbf{v}_s + E_0(\rho, S, \varepsilon, \mathbf{p})\right), \qquad (2)$$

выраженная через канонические переменные. Здесь $E_0\,(\rho,S,\varepsilon,\mathbf{p})$ — энергия единицы объема жидкости в системе отсчета, движущейся со скоростью сверхтекучей компоненты $\mathbf{v}_s$, $\varepsilon = \rho c$ плотность примеси, c — массовая концентрация примеси. Для сверхтекучей скорости сохраняется обычное определение

$$\mathbf{v}_s = \nabla\varphi, \qquad (3)$$

импульс относительного движения выражается через канонические переменные следующим образом:

$$\mathbf{p} = S\nabla\beta + f\nabla\gamma + \varepsilon\nabla\lambda. \qquad (4)$$

Энергия E_0 подчиняется известному термодинамическому соотношению

$$dE_0 = TdS + \mu d\rho + Zdc + (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s)d\mathbf{p},$$

где μ — химический потенциал смеси, Z — термодинамическая переменная, сопряженная концентрации примесей. Импульс единицы массы жидкости, взятый в неподвижной системе отсчета, равен

$$\mathbf{j} = \rho\nabla\varphi + \mathbf{p}.$$

Канонические уравнения для пар взаимно сопряженных переменных имеют стандартный вид (точкой обозначена производная по времени)

$$\dot\rho = \frac{\delta H}{\delta\varphi},\ \ \varphi = -\frac{\delta H}{\delta\rho};\ \dot S = \frac{\delta H}{\delta\beta},\ \ \dot\beta = -\frac{\delta H}{\delta S};$$

$$\dot f = \frac{\delta H}{\delta\gamma},\ \ \dot\gamma = -\frac{\delta H}{\delta f};\ \ \dot\varepsilon = \frac{\delta H}{\delta\lambda},\ \ \lambda = -\frac{\delta H}{\delta\varepsilon}. \qquad (5)$$

Из уравнений (5) с функцией Гамильтона (2) следуют уравнения движения жидкости в терминах канонических переменных

$$\dot{\rho} = -\operatorname{div}\mathbf{j}, \tag{6}$$

$$\dot{\varphi} = -\mu - \frac{1}{2}\mathbf{v}_s^2 + \frac{Z}{\rho}c, \tag{7}$$

$$\dot{S} = -\operatorname{div}(S\mathbf{v}_n), \tag{8}$$

$$\dot{\beta} = -T - \mathbf{v}_n\nabla\beta, \tag{9}$$

$$\dot{f} = -\operatorname{div}(f\mathbf{v}_n), \tag{10}$$

$$\dot{\gamma} = -\mathbf{v}_n\nabla\gamma, \tag{11}$$

$$\dot{\varepsilon} = -\operatorname{div}(\varepsilon\mathbf{v}_n), \tag{12}$$

$$\dot{\lambda} = -\mathbf{v}_n\nabla\lambda - \frac{Z}{\rho}. \tag{13}$$

Уравнения (6), (8) и (12) представляют собой уравнения непрерывности для плотности жидкости, энтропии и концентрации примеси. Уравнение (7) с учетом определения (3) совпадает с уравнением сверхтекучего движения для смесей [1]. Из определения (4) и уравнений (7)–(13) следует известное уравнение относительного движения нормальной компоненты.

Таким образом, система канонических уравнений (5) с функцией Гамильтона (2) эквивалентна полной системе уравнений гидродинамики сверхтекучей смеси.

3. Нормальные координаты

Для описания эволюции формы волны удобно перейти к новым переменным — нормальным координатам линеаризованной системы уравнений (6)–(13), т.е. к таким переменным, в которых бегущие волны не взаимодействуют в линейном приближении [5,15]. В рассматриваемой задаче роль нормальных координат играют амплитуды волн первого и второго звуков.

Ниже нам понадобится явный вид преобразования к нормальным координатам. Точное выражение для преобразования весьма громоздко, поэтому выпишем его приближенно, пренебрегая величинами порядка u_2^2/u_1^2 (где u_1 — скорость первого звука), а также величинами, пропорциональными коэффициенту теплового расширения жидкости $\kappa = \rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)$, которые предполагаются малыми. Кроме того, в настоящей работе ограничимся вычислением коэффициента нелинейности второго звука. Поэтому опустим слагаемые, содержащие в качестве сомножителя амплитуду волны первого звука.

Таким образом, приведенные ниже выражения для преобразования к нормальным координатам верны при температурах, не слишком близких к температуре сверхтекучего перехода T_λ. Вблизи T_λ коэффициент теплового расширения жидкости κ неограниченно возрастает по абсолютной величине, так что приближенные формулы (14) становятся неприменимыми. При вычислении коэффициента нелинейности второго звука α вблизи T_λ следует воспользоваться формулами для перехода к нормальным координатам, в которых коэффициент κ учтен точно.

Будем считать также, что волны распространяются в неподвижной жидкости. Тогда переменные Клебша f и γ могут быть положены равными нулю.

Для фурье-компонент отклонений канонических переменных от равновесных значений в принятом приближении данное преобразование имеет следующий вид:

$$\delta\rho_{\mathbf{k}} = c\left(\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)B(\omega)(b_{\mathbf{k}} + b^*_{-\mathbf{k}}),$$

$$\delta S_{\mathbf{k}} = S\left(1 + \frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)B(\omega)(b_{\mathbf{k}} + b^*_{-\mathbf{k}}),$$

$$\delta\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon\left(1 + \frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)B(\omega)(b_{\mathbf{k}} + b^*_{-\mathbf{k}}),$$

$$ik\varphi_{\mathbf{k}} = u_{20}\left(-\frac{\rho_n}{\rho_s} + \frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)B(\omega)(b_{\mathbf{k}} - b^*_{-\mathbf{k}}),$$

$$ik\beta_{\mathbf{k}} = \frac{\bar{\sigma}}{u_{20}(\partial\sigma/\partial T)}B(\omega)(b_{\mathbf{k}} - b^*_{-\mathbf{k}}),$$

$$ik\lambda_{\mathbf{k}} = \frac{1}{u_{20}c}\left[-u_{20}^2\left(\frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2 - \right.$$

$$\left. -\bar{\sigma}c\frac{(\partial\sigma/\partial c)}{(\partial\sigma/\partial T)} + c^2\frac{\partial}{\partial c}\frac{Z}{\rho}\right]B(\omega)(b_{\mathbf{k}} - b^*_{-\mathbf{k}}). \tag{14}$$

Здесь $\bar{\sigma} = \sigma - c(\partial\sigma/\partial c)$, $b_{\mathbf{k}}$ — нормированная амплитуда волны второго звука с волновым вектором $\mathbf{k}$, $\omega = u_{20}k$ — частота волны второго звука. Скорость второго звука в растворе определяется известным соотношением [1]:

$$u_{20}^2 = \frac{\left(\dfrac{\bar{\sigma}^2}{\partial\sigma/\partial T} + c^2\dfrac{\partial}{\partial c}\dfrac{Z}{\rho}\right)}{\left(\dfrac{\rho_n}{\rho_s} + \left(\dfrac{c}{\rho}\dfrac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right)}.$$

Нормировочный множитель

$$B(\omega)=\left(\frac{2\rho u_{20}^2}{\omega}\left[\frac{\rho_n}{\rho_s}+\left(\frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)^2\right]\right)^{-1/2} \qquad (15)$$

выбран таким образом, чтобы канонические уравнения, записанные в нормальных координатах $b_{\mathbf{k}}$, принимали следующий вид:

$$\dot{b}_{\mathbf{k}}=-i\,\frac{\partial H}{\partial b_{\mathbf{k}}^*}. \qquad (16)$$

Нормировочный объем выбран равным единице. Функция Гамильтона, записанная в квадратичном по амплитудам $b_{\mathbf{k}}$ приближении, принимает стандартную диагональную форму

$$H^{(2)}=\sum_{\mathbf{k}}\omega_{\mathbf{k}}|b_{\mathbf{k}}|^2. \qquad (17)$$

4. Взаимодействие волн второго звука

При вычислении коэффициента нелинейного взаимодействия волн второго звука будем следовать общему методу канонических переменнных [5,15]. Функция Гамильтона (2) разлагается в ряд по степеням нормальных координат $b_{\mathbf{k}}$, $H = H^{(2)} + H^{(3)} + \dots$. Слагаемые нулевого и первого порядка могут быть исключены. Квадратичная часть $H^{(2)}$ дается равенством (17) и соответствует распространению линейных волн второго звука в объеме жидкости. Слагаемое, пропорциональное третьей степени амплитуд $b_{\mathbf{k}}$, описывает нелинейное взаимодействие волн второго звука — распад волны с волновым вектором $\mathbf{k}$ на две волны с волновыми векторами $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ и обратный ему процесс слияния двух волн в одну

$$H^{(3)}=\sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}b_{\mathbf{k}}^*b_{\mathbf{k}_1}b_{\mathbf{k}_2}\delta_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2}+\text{c.c.}, \qquad (18)$$

где с.с. — выражение, комплексно сопряженное первому слагаемому в правой части уравнения.

Инвариантной величиной в теории является амплитуда трехволнового взаимодействия $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}$, взятая на резонансной поверхности

$$\mathbf{k}-\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2=0\,,\ \omega-\omega_1-\omega_2=0. \qquad (19)$$

Именно она вычислена ниже.

Согласно уравнению (18), амплитуда взаимодействия волн второго звука $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}$ представляет собой величину, стоящую при произведении трех нормальных координат $b_{\mathbf{k}}$ в кубичной части $H^{(3)}$ функции Гамильтона. В общем случае произвольной концентрации смеси расчет приводит к весьма громоздкому выражению для амплитуды взаимодействия. Для слабого раствора ($c << 1$) выражение, верное с точностью до величин первого порядка по концентрации примеси c, имеет вид

$$\begin{aligned}V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}=\Bigg\{&-\frac{\sigma^3}{2}\frac{(\partial^2\sigma/\partial T^2)}{(\partial\sigma/\partial T)^3}-\\&-\frac{3\sigma^2c}{2(\partial\sigma/\partial T)}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}+\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial\sigma/\partial c}{\partial\sigma/\partial T}\right)\right)+\\&+\frac{c^3}{2}\frac{\partial^2}{\partial c^2}\frac{Z}{\rho}+\frac{\rho_n}{\rho_s}\left(\frac{\bar\sigma^2}{\partial\sigma/\partial T}+c^2\frac{\partial}{\partial c}\frac{Z}{\rho}\right)\times\\&\times\left[\frac{\rho_s}{\rho_n}+\left(1+\frac{\rho}{\rho_n}\right)\frac{c}{\rho}\frac{\partial\rho}{\partial c}+\frac{\rho\bar\sigma}{2(\partial\sigma/\partial T)}\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{1}{\rho_n}\right)+\right.\\&\left.+\frac{\rho u_{20}^2c}{2}\left(\frac{\partial\rho}{\partial c}\right)\frac{\partial}{\partial p}\left(\frac{1}{\rho_n}\right)+\frac{\rho c}{2}\frac{\partial}{\partial c}\left(\frac{1}{\rho_n}\right)\right]\Bigg\}\times\frac{(kk_1k_2)^{1/2}}{(2u_{20})^{3/2}\rho^{1/2}}.\end{aligned} \qquad (20)$$

В выражении (20) перешли к новым независимым термодинамическим переменным — давлению p, температуре T и массовой концентрации c.

Искомый коэффициент нелинейности второго звука α пропорционален амплитуде трехволнового взаимодействия $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}$. Можно показать, что эти две величины связаны следующим соотношением:

$$V_{\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2}=\frac{\alpha}{3\sqrt{2}}\frac{\bar\sigma u_{20}^{1/2}(k,k_1,k_2)^{1/2}}{(\partial\sigma/\partial T)\sqrt{\rho[\rho_n/\rho_s+(\partial\ln\rho/\partial\ln c)^2]}}. \qquad (21)$$

Расчет зависимости коэффициента α от температуры по формулам (20), (21) для раствора с молярной концентрацией ^{3}He $x = 10\%$ при давлении насыщенных паров показывает, что температура T_α, при которой коэффициент нелинейности меняет знак с отрицательного на положительный, понижается до 1,7 К. Таким образом, добавление 10% ^{3}He в He II аналогичен, с точки зрения изменения нелинейных свойств второго звука, повышению давления в жидкости до Р ~ 10 атм [16]. При расчетах использовали данные из [17]. Зависимость коэффициента нелинейности второго звука от температуры, концентрации и давления в жидкости для концентрированных растворов требует дополнительного изучения.

Развитый подход позволяет вычислить наряду с коэффициентами нелинейности звуков также и коэффициенты взаимодействия волн первого и второго звуков в смесях, соответствующие распаду волны первого звука на две волны второго звука и черенковскому излучению второго звука волной первого звука. Эти величины пропорциональны коэффициентам при перекрестном произведении канонических амплитуд первого и второго звуков в функции Гамильтона $H^{(3)}$.

5. Заключение

Уравнения гидродинамики сверхтекучих смесей ^{4}He$-$^{3}He допускают гамильтонову формулировку, представляющую собой обобщение известного канонического формализма [11] для чистого He II. Применение гамильтонова подхода для анализа нелинейных свойств второго звука в сверхтекучем ^{4}He с примесью ^{3}He позволило вычислить амплитуду взаимодействия волн второго звука, пропорциональную коэффициенту нелинейности второго звука. Для слабых растворов существует достаточно широкий интервал температур ниже T_λ, в котором коэффициент нелинейности второго звука в сверхтекучей смеси отрицателен, и температурный разрыв формируется на спаде ударной волны нагрева второго звука.

Автор благодарен Л.П. Межову-Деглину, В.Б. Ефимову и А.А. Левченко за многочисленные полезные обсуждения, а также С.К. Немировскому и В.Л. Покровскому за проявленный интерес к работе. Работа поддержана Минпромнауки РФ в рамках программы «Исследование распространения нелинейных волн второго звука в сверхтекучих смесях ^{4}He$-$^{3}He», гос. контракт № 40.012.1.1.11.64.

1. И.М. Халатников, *Теория сверхтекучести*, Наука, Москва (1971).
2. В.Б. Ефимов, Г.В. Колмаков, А.С. Кулиев, Л.П. Межов-Деглин, *ФНТ* **24**, 116 (1998).
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
4. Н.И. Пушкина, Р.В. Хохлов, *Письма в ЖЭТФ* **19**, 672 (1974).
5. В.Л. Покровский, И.М. Халатников, *ЖЭТФ* **71**, 1974 (1976).
6. D. Rinberg and V. Steinberg, *Phys. Rev.* **B64**, 054506 (2001).
7. С.К. Немировский, *УФН* **160**, 51 (1990).
8. В.Л. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **33**, 558 (1991).
9. G.V. Kolmakov, *Physica* **D86**, 470 (1995).
10. V. Dotsenko, A. Tiwari, M. Mohazzab, N. Mulders, A. Nash, M. Larson, and B. Vollmayr-Lee. in: *Book of Abstracts, XXIII Int. Conference on Low Temp. Physics LT-23, Japan, 2002*, report 21AP35.
11. В.Л. Покровский, И.М. Халатников, *Письма в ЖЭТФ* **23**, 653 (1976).
12. M. Mohazzab and N. Muldels, *Phys. Rev.* **B61**, 609 (2000).
13. Г. Лэмб, *Гидродинамика*, ОНТИ, Харьков (1947).
14. И.М. Халатников, *ЖЭТФ* **23**, 169 (1952).
15. В.Е. Захаров, *Изв. ВУЗов*, *Радиофизика* **XVII**, 432 (1974).
16. V.B. Efimov, G.V. Kolmakov, E.V. Lebedeva, L.P. Mezhov-Deglin, and A.B. Trusov, *J. Low Temp. Phys.* **119**, 309 (2000).
17. Б.Н. Есельсон, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, Э.Я. Рудавский, Д.Г. Саникидзе, И.А. Сербин, *Растворы квантовых жидкостей* ^{3}He$-$^{4}He, Наука, Москва (1973).

Second-sound nonlinear waves in superfluid ^{4}He—^{3}He mixtures

G.V. Kolmakov

The Hamiltonian formalism in two-fluid hydrodynamics is generalized to superfluid ^{4}He$-$^{3}He mixtures. It is used to calculate the coefficient of three-wave interaction and the nonlinearity coefficient of second sound in He II admixed with ^{3}He. It is shown that the temperature which results in a negative-positive sign change for the second-sound nonlinearity factor decreases from 1.88 to 1.7 K as 10% of ^{3}He are introduced in superfluid ^{4}He. Thus, for dilute ^{4}He$-$^{3}He solutions these exists a rather wide temperature range below the temperature of superfluid transition T_λ where the second-sound nonlinearity coefficient is negative and the shock front is formed at the back side of nonlinear second sound wave of heating.