сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна



Р17-81-9

Н.Г.Иноземцева, Б.И.Садовников

# РАСХОДИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ БАРНЕТТА В ТРЕХМЕРНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ ТВЕРДЫХ СФЕР

## I. Линейное приближение

1981

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение гидродинамического приближения является одним из наиболее важных этапов развития кинетической теории газов. На этом этапе отчетливо выявляются основные физические предпосылки теории, допускающие интерпретацию в терминах наблюдаемых макроскопических параметров. Стандартные кинетические уравнения модели твердых сфер, полученные в рамках функциональной гипотезы [1], как известно, приводят к локальным уравнениям гидродинамики и допускают приближенные решения, являющиеся аналитическими функциями формально вводимого параметра однородности. Совершенно иная ситуация имеет место в теории кластерных разложений иерархии ББГКИ [2,3], в которой кинетическое уравнение для одночастичной функции распределения приобретает нелокальный характер, и возможность определения гидродинамических уравнений произвольного порядка по параметру однородности $\epsilon$ является весьма проблематичной. В работах Эрнста и Дорфмана [3] было установлено, что существуют решения линеаризованных кинетических уравнений кластерной теории, обладающие особой точкой при $\epsilon=0$. Дополнительным указанием на противоречивость формальных разложений в степенные ряды по $\epsilon$ являются также расходимости, обнаруженные при попытке вычисления коэффициентов Барнетта на основе теории автокорреляционных функций [2,4].

В данной работе мы покажем, что формальное применение метода Чепмена-Энскога к линеаризованным уравнениям, полученным Эрнстом и Дорфманом, приводит в трехмерном случае к расходящимся выражениям на стадии построения уравнений Барнетта. Обобщение доказательства на нелинейную проблему будет дано в следующей работе. Полученные результаты указывают на неаналитическую зависимость приближенных решений исследуемых уравнений от параметра однородности.

## §2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим замкнутую систему уравнений для приведенных функций распределения, полученную в [2,3] при обрыве иерархии ББГКИ посредством предположения о равенстве нулю тройной корреляционной функции:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial}{\partial \vec{r}_1}\right] F_1(t, x_1) = n \int dx_2 T(1,2) \left(F_1(t, x_1) F_1(t, x_2) + G(t, x_1, x_2)\right),$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial}{\partial \vec{r}_1} + \vec{v}_2 \frac{\partial}{\partial \vec{r}_2}\right] G(t, x_1, x_2) = T(1,2) \left[ F_1(t, x_1) F_1(t, x_2) + G(t, x_1, x_2)\right] +$$

$$+ n \int dx_3 \{ T(1,3) [ F_1 (t, x_3) G(t, x_1, x_2) + F_1(t, x_1) G(t, x_2, x_3)] +$$

$$+ T(2,3) [F_1(t, x_3) G(t, x_1, x_2) + F_1(t, x_2) G(t, x_1, x_3)], \qquad /1/$$

здесь $x_i = (\vec{r}_i, \vec{v}_i)$, $dx_i = d\vec{r}_i d\vec{v}_i$, $n$ - плотность числа частиц, $G(t, x_1, x_2) = F_2(t, x_1, x_2) - F_1(t, x_1) F_1(t, x_2)$ - бинарная корреляционная функция, в операторе столкновений $T(1,2)$ в дальнейшем будем пренебрегать эффектами, обусловленными конечностью размеров области бинарного соударения:

$$T(1,2) G(x_1, x_2) = a^2 \int\limits_{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)\vec{\sigma} \geq 0} [(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)\vec{\sigma}] \{G(x_1^*, x_2^*) - G(x_1, x_2)\} \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) d\vec{\sigma},$$

где $x_{1,2}^* = \{\vec{r}_{1,2}, \vec{v}_{1,2} \mp \vec{\sigma}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)\vec{\sigma}\}$, $a$ - диаметр сферы.

Близость системы к стандартному пространственно-однородному равновесному состоянию будем характеризовать формальным параметром $\epsilon$ при временных и пространственных градиентах в /1/, соответствующих пространственно-временным трансляциям системы как целого:

$$\epsilon [\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}_1}] F_1(t, x_1) = n \int dx_2 T(1,2) (F_1(t, x_1) F_1(t, x_2) + G(t, x_1, x_2)) \qquad /3а/$$

$$\{\epsilon [\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v}_1 + \vec{v}_2) \frac{\partial}{\partial \vec{R}}] + \frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}}\} G(t, x_1, x_2) =$$

$$/3б/$$

$$= T(1,2) [F_1(t, x_1) F_1(t, x_2) + G(t, x_1, x_2)] +$$

$$+ n \int dx_3 \{T(1,3) [F_1(t, x_3) G(t, x_1, x_2) + F_1(t, x_1) G(t, x_2, x_3)] +$$

$$+ T(2,3) [F_1(t, x_2) G(t, x_1, x_2) + F_1(t, x_2) G(t, x_1, x_3)]\},$$

где $\vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}$, $\vec{r} = \vec{r} - \vec{r}$.

Будем искать приближенное решение системы /3/ в виде разложений по степеням $\epsilon$ /в конечном результате следует положить $\epsilon = 1$ /. Искомое решение должно представляться в виде

$$F_1(t, x_1) = F_1^{(0)}(x_1)(1 + \epsilon \phi_1(t, x_1) + \epsilon^2 \phi_2(t, x_1) + \dots). \qquad /4/$$

$$G(t, x_1, x_2) = F_1^{(0)}(x_1) F_1^{(0)}(x_2) (g^{(0)}(x_1, x_2) + \epsilon \psi_1(x_1, x_2) + \epsilon^2 \psi_2(x_1, x_2) + \dots),$$

$$F_1^{(0)} = \rho (\frac{m}{2\pi\theta_0})^{3/2} \exp(- \frac{m(\vec{v}_1 - \vec{u})^2}{2\theta_0}). \qquad /5/$$

Поскольку мы не учитываем здесь эффектов конечных размеров области взаимодействия, приводящим к поправкам высших порядков по $(na^3)$, следует положить $g^{(0)}=0$, макроскопические параметры в рассматриваемом линейном приближении имеют вид

$$\rho = 1+\delta\rho\;;\quad \theta=\theta_0+\delta\theta\;,\quad \vec{u}=\delta\vec{u}\;, \tag{6}$$

причем мы будем пренебрегать всеми степенями величин $\delta\rho$, $\delta\theta$, $\delta\vec{u}$ выше первой.

Выражения для тензора напряжений и вектора потока тепла могут быть представлены в форме

$$P_{ik} = \int v_i v_k F_1(t,x_1)\,dx_1,$$
$$q_k = \frac{1}{2}\int v_i \vec{v}^2 F_1(t,x_1)\,dx_1. \tag{7}$$

Линеаризованные законы сохранения, являющиеся следствием первого из уравнений /1/, представим в виде

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\delta\vec{u}=0,\qquad \frac{\partial\delta\vec{u}}{\partial t}=-\frac{\partial P_{ik}}{\partial r_k},$$

$$\frac{3}{2}\left(\frac{\partial}{\partial t}\delta\theta\right)=-\theta\delta_{ik}\left(\frac{\partial\delta u_k}{\partial r_i}+\frac{\partial\delta u_i}{\partial r_k}\right)-\frac{\partial q_k}{\partial r_k}.$$

Таким образом, для построения гидродинамических уравнений достаточно определить из системы /3/ величины $\phi_1(t,x_1)$, $\phi_2(t,x_1)\ldots$

## §3. ПРИБЛИЖЕНИЕ НАВЬЕ-СТОКСА

Подставляя /4/ и /5/ в /3/, получим в первом приближении по $\epsilon$:

$$\frac{1}{F_1^{(0)}(x_1)}\left[\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}\frac{\partial}{\partial\vec{r}_1}\right]F_1^{(0)}(x_1)= \tag{8а}$$

$$=n\Lambda_0(1)\phi_1(t,x_1)+n\int dx_2\,T(1,2)\,\psi_1(t,x_1,x_2),$$

$$\frac{1}{F_1^{(0)}(x_1)F_1^{(0)}(x_2)}\left[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\right]F_1^{(0)}(x_1)F_1^{(0)}(x_2)\,\psi_1(t,x_1,x_2)= \tag{8б}$$

$$=T(1,2)\left(\phi_1(t,x_1)+\phi_1(t,x_2)+\psi_1(t,x_1,x_2)\right)+n\left(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2)\right)\psi_1(t,x_1,x_2),$$

где $\Lambda_0(1)\,\psi(x_1,x_2)=a^2\int dx_3\,F_1^{(eq)}(x_3)\,T(1,3)\,(\psi(x_1,x_2)+\psi(x_3,x_2))\;-$

- линеаризованный оператор Больцмана,

$$F_1^{(eq)}(x_3) = \left(\frac{m}{2\pi\theta_0}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m\vec{v}_3^{\,2}}{2\theta_0}\right).$$

Поскольку градиенты величин $F_1^{(0)}(x_1)$, $F_1^{(0)}(x_2)$ уже содержат линейные по $\delta\rho, \delta\theta, \delta\vec{u}$ сомножители, в левой части /8б/ можно рассматривать выражение $F_1^{(0)}(x_1) F_1^{(0)}(x_2)$ как постоянную величину. Находя из /8б/ функцию $\psi_1(x_1, x_2)$, получим:

$$\psi_1(t, x_1, x_2) = \left[\frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - n(\Lambda_0(1) + \Lambda_0(2)) - T(1,2)\right]^{-1} \times$$

$$\times T(1,2)(\phi_1(t, x_1) + \phi_1(t, x_2)). \qquad /9/$$

Используя разложение

$$[\hat{A} + \hat{B}] = \frac{1}{\hat{A}} - \frac{1}{\hat{A}} \hat{B} \frac{1}{\hat{A}} + \ldots \qquad /10/$$

и выбирая в /9/ в качестве оператора $\hat{A}$ величину

$$\frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - n(\Lambda_0(1) + \Lambda_0(2)),$$

получим

$$\psi_1(t, x_1, x_2) = \left[\frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - n(\Lambda_0(1) + \Lambda_0(2))\right]^{-1} \times$$

$$\times T(1,2)(\phi_1(t, x_1) + \phi_1(t, x_2)) + \ldots \hat{L}\{\phi_1(t, x_1)\}, \qquad /11/$$

где через $\hat{L}$ обозначены высшие члены разложения по степеням $T(1,2)$. Как было показано в /3,5/, подобные члены приводят к поправкам высшего порядка по параметру $(na^3)$. Для простоты доказательства удобно сохранить в /11/ лишь выписанное слагаемое. Учет дальнейших членов разложения не изменяет существа дела и может быть последовательно осуществлен.

Подставляя /11/ в /8а/, находим

$$\phi_1(t, x_1) = \Big\{n(\Lambda_0(1) + \int dx_2\, T(1,2) \left[\frac{\vec{v}_1 - \vec{v}_2}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - n(\Lambda_0(1) + \Lambda_0(2))\right]^{-1} \times$$

$$\times T(1,2)(1 + P_{1,2})\Big\}^{-1} \frac{1}{F_1^{(0)}(x_1)} \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_1 \frac{\partial}{\partial \vec{r}_1}\right] F_1^{(0)}(x_1), \qquad /12/$$

где $P_{1,2}$ - оператор, заменяющий аргументы: $P_{1,2}\psi(x_1) = \psi(x_2)$. Формулы /12/, /7/ определяют линеаризованные уравнения Навье-Стокса для нашей системы. Очевидно, включение функции $G(t, x_1, x_2)$

в систему /1/ приводит лишь к поправкам к обычным больцмановским коэффициентам переноса.

## §4. ПРИБЛИЖЕНИЕ БАРНЕТТА. РАСХОДИМОСТИ

Объединяя члены второго порядка по $\epsilon$ в уравнении /3б/, приходим к соотношению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{\vec{v}_1+\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\right)\psi_1(t,x_1,x_2)+\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}\psi_2(t,x_1,x_2)=$$
$$=T(1,2)(\phi_2(t,x_1)+\phi_2(t,x_2)+2\phi_1(t,x_1)\phi_1(t,x_2))+ \qquad /13/$$
$$+n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\psi_1(t,x_1,x_2)+\psi_2(t,x_1,x_2)+n\tilde{R}\{\phi_1,\psi_1\},$$

где через $\tilde{R}$ обозначена билинейная комбинация по $\phi_1,\psi_1$, возникающая в интегралах второго слагаемого в правой части /3/. Поскольку, как видно из /11/, /12/, величины $\phi_1$, $\psi_1$ уже содержат первую степень градиентов $\delta\rho, \delta\vec{u}, \delta\theta$, то следует пренебречь в /13/ всеми билинейными слагаемыми, в результате чего получим:

$$\psi_2(t,x_1,x_2)=\left[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2)-T(1,2)\right]^{-1}\times \qquad /14/$$
$$\times\{T(1,2)(\phi_2(t,x_1)+\phi_2(t,x_2))\}-\left(\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{v}_1+\vec{v}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\right)\psi_1(t,x_1,x_2).$$

Производя в /14/ разложение по степеням $T(1,2)$ и оставляя, как и в /11/, лишь нулевой член этого разложения, найдем

$$\psi_2(t,x_1,x_2)=\left[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\right]^{-1}\times$$
$$\times\{T(1,2)(1+P_{1,2})\phi_2(t,x_2)-\left(\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{v}_1+\vec{v}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\right)\times \qquad /15/$$
$$\times\left[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\right]^{-1}T(1,2)(1+P_{1,2})\frac{1}{n(\Lambda_0(1)+z)}\pi(t,x_1)\},$$

где введены обозначения

$$\pi(t,x_1)=\frac{1}{F_1^{(0)}(x_1)}\left[\frac{\partial}{\partial t}+\vec{v}_1\frac{\partial}{\partial\vec{r}_1}\right]F_1^{(0)}(x_1), \qquad /16/$$

$$z\pi(t,x_1)=\int dx_2\,T(1,2)\left[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\right]^{-1}\times \qquad /17/$$
$$\times T(1,2)(1+P_{1,2})\pi(t,x_1).$$

Обращаясь к первому из уравнений /3/ для нахождения соотношения между $\psi_2$ и $\phi_2$, заметим, что функция $\psi_2$ войдет в искомое соотношение в форме

$$I(t,x_1) = n\int dx_2 T(1,2)\,\psi_2(t,x_1,x_2). \qquad /18/$$

Подставив /15/ в /18/, найдем

$$I(t,x_1) = z\phi_2(t,x_1) - \int dx_2\, T(1,2)\Big[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}} - n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\Big]^{-1}\times$$
$$\times\Big(\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{v}_1+\vec{v}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\Big)\Big[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}} - n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\Big]^{-1}\times \qquad /19/$$
$$\times T(1,2)(1+P_{1,2})\frac{1}{n(\Lambda_0(1)+z)}\pi(t,x_1).$$

Заметим, что операторы $\Lambda_0(1)$, $\Lambda_0(2)$, согласно определению, не зависят от координат $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, что связано с использованием линейного приближения. Поэтому для анализа свойств /19/ можно привлечь фурье-представление по координате $\vec{r}$. Введем обозначение

$$(1+P_{1,2})\frac{1}{n(\Lambda_0(1)+z)}\pi(t,x_1) = \Phi(t,\vec{r},\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2). \qquad /20/$$

Представим, согласно /2/, оператор $T(1,2)$ в виде

$$T(1,2)\,\psi(\vec{R},\vec{r};\vec{v}_1,\vec{v}_2) = \delta(\vec{r})\,\hat{T}(1,2)\,\psi(\vec{R},\vec{r};\vec{v}_1,\vec{v}_2), \qquad /21/$$

где

$$\hat{T}(1,2)\,\psi(\vec{R},\vec{r};\vec{v}_1,\vec{v}_2) = \int_{(\vec{v}_1-\vec{v}_2)\vec{\sigma}\geq 0} d\vec{\sigma}\,[(\vec{v}_1-\vec{v}_2)\vec{\sigma}]\{\psi(\vec{R},\vec{r};\vec{v}_1^*,\vec{v}_2^*)-\psi(\vec{R},\vec{r};\vec{v}_1,\vec{v}_2)\}$$

– оператор, действующий лишь на аргументы $\vec{v}_1, \vec{v}_2$.
Согласно /20/, /21/, получим

$$\hat{T}(1,2)(1+P_{1,2})\frac{1}{n(\Lambda_0(1)+Z)}\pi(t,x_1) = \Big(\frac{1}{(2\pi)^3}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}\,d\vec{q}\Big)\hat{T}(1,2)\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2);$$

$$\int dx_2 T(1,2)\Big[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}} - n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\Big]^{-1}\Big(\frac{\partial}{\partial t}+(\vec{v}_1+\vec{v}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}}\Big)\times$$
$$\times\Big[\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}\frac{\partial}{\partial\vec{r}} - n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\Big]^{-1}\Big(\frac{1}{(2\pi)^3}\int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}\,d\vec{q}\Big)\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2) = \qquad /22/$$
$$= \int dx_2\,\delta(\vec{r})\,\hat{T}(1,2)\int\frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}\Big[\frac{i\vec{q}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)}{2} - n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2)\Big]^{-1}\Big(\frac{\partial}{\partial t}+$$

$$+(\vec{v}_1+\vec{v}_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}})[\frac{i\vec{q}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))]^{-1}\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2)=$$

$$=\int dx_2\delta(\vec{r})T(1,2)[\int\frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}[i\vec{q}\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))]^{-1}(\frac{\partial}{\partial t}+$$

$$+(v_1+v_2)\frac{\partial}{\partial\vec{R}}[\frac{i\vec{q}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))]^{-1}\Phi(t,0;\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2).$$

Исследуем теперь подынтегральное выражение в /22/ при малых значениях $|\vec{q}|$. Для этого заметим, что любая функция двух переменных $\vec{v}_1, \vec{v}_2$ может быть разложена в ряд по собственным функциям операторов

$$\psi(\vec{v}_1,\vec{v}_2)=\sum_{\ell,m=1}^{5}\psi^{(0)}_{\ell\vec{q}}(\vec{v}_1)\,\psi^{(0)}_{m\vec{q}}(\vec{v}_2)\alpha_{\ell m}+\Sigma'\tilde{\psi}_\ell(\vec{v}_1)\,\tilde{\psi}_m(\vec{v}_2)\beta_{\ell m}, \quad /23/$$

где отдельно выделены слагаемые, содержащие "правильные" собственные функции нулевого приближения $\psi^{(0)}_{\ell\vec{q}}(\vec{v})$ /6/, для операторов $\pm\frac{i\vec{q}\cdot\vec{v}}{2}-\Lambda_0(\vec{v})$ по обеим переменным, соответствующие нулевым собственным значениям оператора $\Lambda_0(1)$; $\Sigma'$ означает ту часть разложения, в которой хотя бы одна из функций $\psi_\ell(\vec{v}_1)$, $\psi_m(\vec{v}_2)$ не является функцией $\psi^{(0)}_{\ell\vec{q}}(\vec{v})$.

Рассмотрим одно из слагаемых в /22/

$$\int\frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}\{i\vec{q}\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\}^{-2}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2). \quad /24/$$

Представляя в области малых значений $|\vec{q}|$ функцию $\frac{\partial}{\partial t}\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v},\vec{v})$ в виде разложения /23/, заметим, что для нескольких комбинаций $\{\ell,m\}$

$$[\frac{i\vec{q}(\vec{v}_1-\vec{v}_2)}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))]\psi_{\ell\vec{q}}(\vec{v}_1)\,\psi_{m\vec{q}}(\vec{v}_2)\sim \quad /25/$$

$$\sim\ \mathrm{const}\cdot q^2\psi^{(0)}_{\ell\vec{q}}(\vec{v}_1)\psi^{(0)}_{m\vec{q}}(\vec{v}_2)+O(q^3).$$

Поэтому выражение /23/ содержит линейно расходящиеся при малых $|\vec{q}|$ члены:

$$\int\frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}\{i\vec{q}\frac{\vec{v}_1-\vec{v}_2}{2}-n(\Lambda_0(1)+\Lambda_0(2))\}^{-2}\frac{\partial}{\partial t}\Phi(t,0,\vec{R};\vec{v}_1,\vec{v}_2)\sim \quad /26/$$

$$\sim\tilde{\sum_{(\ell,m)}}\int\frac{d\Omega_{\vec{q}}}{(2\pi)^3}\mathrm{const}\cdot\psi^{(0)}_{\ell\vec{q}}(\vec{v}_1)\,\psi^{(0)}_{m\vec{q}}(\vec{v}_2)\cdot\int\frac{dq}{q^2},$$

где через $\tilde{\sum\limits_{(\ell,m)}}$ обозначено суммирование по комбинациям индексов $\{\ell, m\}$, удовлетворяющим условиям /25/.

Возвращаясь к /19/, видим, что уравнение для определения $\phi_2(t, x_1)$ содержит расходящиеся величины и, согласно /5/, /7/, коэффициенты Барнетта при линейных по $\delta\rho$, $\delta\theta$, $\delta\vec{u}$ вкладах в тензор деформаций и вектор потока тепла обращаются в бесконечность.

Таким образом, мы показали, что линеаризованные уравнения /3/ не обладают аналитическими по $\epsilon$ решениями. Отметим, что подобная ситуация характерна для уравнений с малым параметром при старших производных /1/. В случае системы /3/ не удается получить и асимптотическое разложение по степеням $\epsilon$.

Авторы глубоко благодарны академику Н.Н.Боголюбову за ценные советы и указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. Гостехиздат, М., 1946.
2. Dorfman J.R., Cohen E.G.D. Phys.Rev., 1972, A6, p.776.
3. Ernst M.H., Dorfman J.R. Physica, 1972, 61, p.157; J.Stat. Phys., 1975, 12, p.311.
4. Yamada T., Kawasaki K. Progr.Theor.Phys., 1975, 53, p.11.
5. Боголюбов Н.Н. ЭЧАЯ, т.9, вып.4, Атомиздат, 1979, с.501-570.
6. Иноземцева Н.Г., Садовников Б.И. ТМФ, 1976, 31, с.276; Препринты ИТФ-76-149Р, Киев, 1976; ИТФ-79-24Р, Киев, 1979; ДАН СССР, 1980, т.252, №4, с.852.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 января 1981 года.