

Использование этого соотношения в приближении слабых ударных волн позволяет определить температуру сжатого вещества по $T_{\text{ост}}$. Результаты расчета для проведенных экспериментов и для случая $T_0 = 293 \text{ К}$ [11] приведены ниже (индексы Γ , s и q относятся к случаю ударного, изэнтропического и квазиизэнтропического сжатия соответственно):

T_0	T_Γ	$T_{\Gamma \text{ ост}}$	T_s	T_q	$T_{q \text{ ост}}$
293	815	540	444	—	—
20,5	569	375	31	257	170

Как видно, достижение предельно низких температур сжатого вещества требует высокой степени изэнтропичности процесса и минимально возможной низкой начальной температуры вещества.

В заключение отметим, что, поскольку динамический импеданс жидкого водорода как минимум на порядок меньше, чем у таких веществ, как плексиглас, жидкий азот и др., используемых в качестве «легкой» прокладки [6, 14], и жидкий водород одновременно является хладогентом с очень низкой температурой кипения, то схема, использующая его для сжатия многократно отраженными ударными волнами, наиболее приемлема в экспериментах по низкотемпературному сжатию.

Авторы выражают благодарность С. М. Караханову за полезные обсуждения.

*Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск*

*Поступила в редакцию
18/V 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Алдер.— В сб.: Твердые тела под высоким давлением, Под ред. В. Пол, Д. Варшауэр. М., «Мир», 1966.
2. Л. В. Альтшулер, Е. А. Дынин, В. А. Свидинский. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 1.
3. П. А. Ямпольский. Вестн. АН СССР, 1975, 4, 42.
4. R. S. Hawke, D. E. Duerge a. o., J. Appl. Phys., 1972, 43, 6.
5. А. С. Компанеев, В. И. Романова, П. А. Ямпольский. Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 4.
6. Г. А. Ададунов и др. ФГВ, 1973, 9, 4.
7. Дж. Сомон.— В сб.: Физика высоких плотностей энергии. Под ред. П. Кальдирылы и Г. Кнопфеля. М., «Мир», 1974.
8. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. М. Титов. ФГВ, 1974, 10, 2.
9. Г. И. Канель, А. М. Молодец, А. А. Воробьев. ФГВ, 1974, 10, 6.
10. M. van Thiel, B. Alder. Molec. Phys., 1966, 10, 427.
11. R. G. McQueen, S. P. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7.
12. J. M. Walsh, R. H. Christian. Phys. Rev., 1955, 97, 1544.
13. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
14. Г. А. Ададунов и др. Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям, т. II. М., ВНИИФТРИ, 1974.

КОЭФФИЦИЕНТ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ ЗА ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. А. Левин, Ю. В. Туник

В настоящее время рассматриваются различные способы образования инверсии населенности колебательных уровней углекислого газа в смеси с азотом, гелием, водой и прочими добавками. В [1—3] при допущениях о стационарном и одномерном течении ставилась и решалась

лась задача по определению оптимальных параметров формы сопла, давления и температуры торможения, состава газа с точки зрения увеличения коэффициента оптического усиления и выходной мощности. Работа [4] посвящена исследованию двумерных потоков и, в частности, изучению влияния скачков уплотнения на величину коэффициента усиления.

Предварительно нагретый газ, проходя через сопло, охлаждается. Благодаря отличию в скоростях релаксаций различных мод колебаний углекислого газа и азота температуры симметричных (T_1) и деформационных (T_2) колебаний молекул CO_2 уменьшаются быстрее, чем температуры антисимметричных колебаний CO_2 (T_3) и колебаний азота (T_4). В дальнейшем, как и во многих работах, используется равенство $T_1 = T_2$, обусловленное большой вероятностью обмена вибрационными квантами между первой и второй модами колебаний углекислого газа. Низкая поступательная температура и значительная разница между T_3 и T_1 обеспечивают появление инверсии.

В [5—7] предложено подогревать лишь азот, а холодный углекислый газ впрыскивать в сверхзвуковой поток. За зоной смешения сохраняется низкая температура нижнего колебательного уровня T_1 , а T_3 повышается из-за интенсивного обмена колебательной энергией между N_2 и CO_2 . Уменьшение количества энергии для начального подогрева увеличивает коэффициент полезного действия системы.

В работах [8, 9] экспериментально изучался вопрос о дополнительной накачке колебательной энергии при помощи организации электрического разряда за горлом сопла.

Другие газодинамические схемы получения инверсии могут быть связаны с течениями релаксирующего газа за ударными и детонационными волнами. Возможность усиления излучения в смеси газов $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ за взрывной осесимметричной ударной волной обсуждалась в [10, 11]. Частица покоящегося газа, захватываемая ударной волной, нагревается в скачке. Затем поступательная температура за фронтом волны в частице уменьшается, что может привести, как и при движении газа в сверхзвуковом сопле, к образованию инверсии. В работе [10] рассмотрены параметры, влияющие на величину коэффициента оптического усиления. Определены их оптимальные значения для случая распространения в однородной среде сильной ударной волны.

В предлагаемой работе исследуется зависимость коэффициента усиления от параметров, имеющих в задаче, с учетом противодействия и конечных размеров области выделения энергии.

Пусть в некоторый начальный момент времени $t=0$ произошло выделение энергии E_0 в части пространства, имеющей форму бесконечно длинного цилиндра с радиусом L_0 . Предположим, что внутри указанной области температура T_* и давление p_1 постоянны в начальный момент времени и p_1 значительно превосходит p_0 невозмущенной газовой смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$, скорость газа всюду равна нулю. В результате распада разрыва на границе раздела образуется осесимметричная ударная волна, движущаяся по невозмущенному газу, и поверхность контактного разрыва, отделяющая частицы, захваченные волной, от продуктов взрыва. Уравнения газовой динамики, описывающие течение газа за осесимметричной волной, имеют вид

$$\begin{aligned} (r\rho)_t + (r\rho u)_r &= 0, \\ (r\rho u)_t + [r(\rho u^2 + p)]_r &= p, \\ [r(\rho u^2/2 + \rho h - p)]_t + [\rho r u (u^2/2 + h)]_r &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь r — расстояние от оси цилиндра; h — энтальпия; p — давление; ρ — плотность газа, u — его скорость. Предположим, что вращательная температура молекул равна поступательной. Тогда для смеси $\text{CO}_2 -$

N_2 — He с молярным содержанием углекислого газа, равным ξ_3 , азота — ξ_4 и гелия — ξ_5 , энтальпия будет описываться формулой

$$h = (5/2 + \xi_3 + \xi_4) RT + \sum_1^4 g_i \theta_i R \xi_i e_i.$$

Здесь ξ_1 и ξ_2 , как и ξ_3 , обозначают молярное содержание углекислого газа, т. е. $\xi_1 = \xi_2 = \xi_3$, и введены для удобства записи формулы; $R = R_0/\mu$, R_0 — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярный вес смеси; T — температура, θ_i — характерные колебательные температуры: θ_1 — симметричной моды колебания CO_2 (ν_2), θ_2 — деформационной (ν_2), θ_3 — антисимметричной (ν_3); θ_4 — азота (ν_4); g_i — кратность вырождения i -го типа колебаний, $g_1 = g_3 = g_4 = 1$, $g_2 = 2$; e_i — среднее количество колебательных квантов i -го типа на одну молекулу. Величины e_i связаны с вибрационными температурами T_i соотношениями

$$e_i = [\exp(\theta_i/T_i) - 1]^{-1}.$$

Выражение для энтальпии можно записать в иной форме

$$h = h_0 + \sum_1^4 g_i \theta_i R \xi_i e_i = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot RT + \sum_1^4 g_i \theta_i R \xi_i e_i.$$

Здесь h_0 и γ — энтальпия и показатель адиабаты газа с замороженными колебаниями

$$h_0 = \gamma/(\gamma - 1) \cdot RT = \gamma/(\gamma - 1) \cdot p/\rho; \quad \gamma = [1 - 1/(2,5 + \xi_3 + \xi_4)].$$

Молярные доли компонент смеси будем считать постоянными. Процессы обмена колебательной энергией между различными модами колебаний описываются системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{de_2}{dt} &= F_2' = p Q_{23} \varphi_{23} - p(e_2 - e_2')/\tau', \\ \frac{de_3}{dt} &= F_3' = -p Q_{23} \varphi_{23} - \xi_4 p Q_{34} \varphi_{34}, \\ \frac{de_4}{dt} &= F_4' = \xi_3 p Q_{34} \varphi_{34} - p(e_4 - e_4')/\tau''. \end{aligned} \quad (2)$$

где e_i' — равновесное значение e_i при $T_i = T$; Q_{23} и Q_{34} — вероятности обмена колебательными квантами $\nu_2 \leftrightarrow \nu_3$ и $\nu_3 \leftrightarrow \nu_4$; τ' и τ'' — релаксационные времена соответственно симметричного и деформационного типа колебаний углекислого газа и колебаний азота; φ_{23} и φ_{34} — безразмерные функции, зависящие от e_i ; χ_k/T^k (χ_k — коэффициенты разложения выражений для $\lg \tau'$, $\lg \tau''$, $\ln Q_{kj}$ по степеням температуры T); Q_{23} , Q_{34} , τ' и τ'' зависят от ξ_i , χ_k/T^k . Выражения для τ' , τ'' , Q_{23}^{-1} , Q_{34}^{-1} приводятся в [12].

Начальные условия:

$$\begin{aligned} p &= p_1, \quad \rho = \rho_1 = p_1/RT_*, \quad u = 0 \quad \text{при } r \leq L_0; \\ p &= p_0, \quad \rho = \rho_0 = p_0/RT_0, \quad u = 0 \quad \text{при } r > L_0. \end{aligned}$$

Ниже в расчетах будет удобнее задавать давление p_0 , энергию E_0 , температуры T_0 и T_* ; тогда давление p_1 определяется по формуле

$$p_1 = p_0 \frac{E_0}{\rho_0 L_0^2 \pi} \varepsilon_0(T_*).$$

Здесь ε_0 — внутренняя энергия газа в зоне выделения энергии E_0 . В расчетах использовалось то же выражение для ε_0 , что и для внутренней энергии рабочей смеси.

В точке $r=0$ выполняются условия симметрии.

На ударной волне величины за скачком (с индексом s) связаны с параметрами невозмущающего газа (с индексом 0) соотношениями

$$\frac{u_s}{D} = \frac{(1 - M_s^{-2}) + [(1 - M_s^{-2})^2 + 2(\gamma^2 - 1)I]^{1/2}}{(\gamma + 1)},$$

$$I = \frac{\sum_1^4 \xi_i \theta_i [e_i(\theta_i/T_{is}) - e_i(\theta_i/T_0)]}{\gamma M_s^2 T_0},$$

$$\rho = \rho_0 (1 - u_s/D)^{-1},$$

$$p_s = p_0 M_s^2 (\gamma u_s/D + M_s^{-2}).$$

Здесь D — скорость ударной волны, связанная с числом Маха волны M_s формулой

$$M_s^2 = D^2/\gamma R T_0 = D^2 \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0} \right).$$

Для определения значений колебательных температур за скачком T_{is} , вообще говоря, необходимо рассматривать структуру скачка с учетом процессов перераспределения колебательной энергии. В работе рассматриваются предельные случаи с замороженными колебательными температурами

$$T_{1s} = T_{2s} = T_{3s} = T_{4s} = T_0 \quad (3)$$

и равновесными

$$T_{1s} = T_{2s} = T_{3s} = T_{4s} = T_s = p_s/R\rho_s. \quad (4)$$

Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве основных размерных величин p_0 , ρ_0 , E_0 . Для безразмерных переменных уравнения (1) останутся без изменений.

Релаксационные уравнения (2) переписутся

$$\frac{de_m}{dt} - \frac{\sqrt{p_0 E_0}}{\tau'_0 \sqrt{RT_0}} p' F_m(e_i, \xi_j, \chi_k/T^k, \tau_p/\tau'_0).$$

Здесь F_m — безразмерные функции; $i=2, 3, 4$; $j=3, 4, 5$, τ'_0 — значение τ' при температуре T_0 ; τ_p — обобщенное обозначение всех входящих в задачу времен релаксаций.

Легко видеть, что уравнения, начальные и граничные условия зависят от следующих безразмерных постоянных параметров:

$$\xi_3 + \xi_4, \xi_4, \sqrt{\rho_0 E_0/\tau'_0}, \tau_p/\tau'_0, \chi_k/T^k, T_0/T_*, L_0/\sqrt{E_0/\rho_0} = L_0/L.$$

Поскольку τ_p/τ'_0 , τ'_0 , χ_k заданы, возможно исследовать зависимость решения лишь от параметров

$$\xi_3 + \xi_4, \xi_4, T_0, \sqrt{\rho_0 E_0}, L_0/L, T_*. \quad (5)$$

Задача решается численно методом Годунова [13].

В [10], где рассматривалось автомодельное течение от точечного взрыва, было показано, что при $T_0=293$ К, $\xi_3=0,075$, $\xi_4=0,38$, $(\rho_0 E_0)^{-1/2}=1,16$ (атм·кг)^{-1/2} максимальное значение коэффициента усиления $K=7,5 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ для $M_s=1,8$. Взрыв с теми же параметрами рассчитывался в общей постановке, описанной выше. Отношение L_0/L полагалось равным 0,01, $T_* = 10^5$ К. На рис. 1 кривые 1 и 2 изображают изменение максимального коэффициента усиления от M_s в первом и во втором случае. Поведение кривых различно именно при тех M_s , когда возможно получить усиление излучения ($K > 0$). Частица, захваченная ударной волной с числом Маха M_{s0} , быстро расширяется, коэффициент

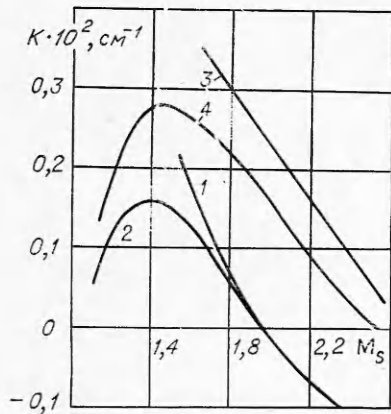


Рис. 1.

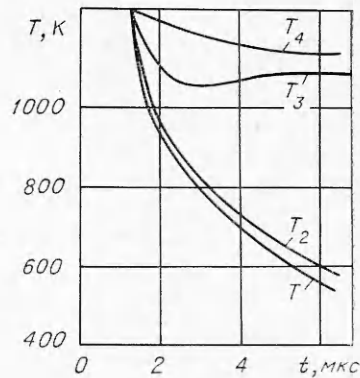


Рис. 2.

усиления в ней растет. Затем скорость изменения газодинамических величин падает и релаксационные процессы, приводящие к установлению термодинамического равновесия, уменьшают инверсию. В случае без противодействия уменьшения коэффициента не наблюдается до чисел $M_s = 1,6$.

Изменение температур T, T_2, T_3, T_4 от времени в частице с $M_{s0} = 4,2$ изображено на рис. 2 для автомодельного решения. Значения K при $M_s \geq 1,8$ близки в обоих вариантах (см. рис. 1).

Расстояние точек с максимальными значениями коэффициента усиления, отнесенное к радиусу ударной волны, изображено на рис. 3 сплошными кривыми 1 и 2 для случая $p_0 = 0$ и $p_0 \neq 0$; штриховые кривые 1, 2 — радиус фронта для соответствующих решений. Видно, что максимальные значения K достигаются в различных точках.

О влиянии параметра $z = (p_0 E_0)^{1/2}$ на величину инверсии можно судить по кривой 1 на рис. 4, полученной при $T_0 = 293$ К, $T_* = 10^5$ К, $L_0/L = 0,01$, $\xi_3 = 0,07$, $\xi_4 = 0,38$. Коэффициент усиления вычисляется при $p_0 = 0,2$ атм. Наличие максимума объясняется тем, что при $z = 0$ колебательные температуры в частице сохраняются равными T_{is} — значению их на волне в начальный момент $t = t(M_{s0})$, поэтому инверсия не достигается и $K \leq 0$. В случае, когда величина z стремится к бесконечности, колебательные температуры равны поступательной для любых t и опять $K \leq 0$. Таким образом, существует оптимальное значение z для всякого фиксированного ряда оставшихся в строке (5) параметров.

Из условия для p_1 следует, что при уменьшении отношения L_0/L p_1 растет и поэтому увеличивается начальное значение числа Маха в момент $t = 0$. При большом L_0/L , когда числа Маха волны немного превосходят единицу, T_s в газе при прохождении через скачок возрастает слабо. Частицы газа не запасают достаточного количества колебатель-

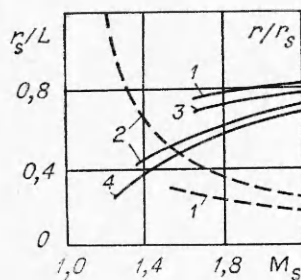


Рис. 3.

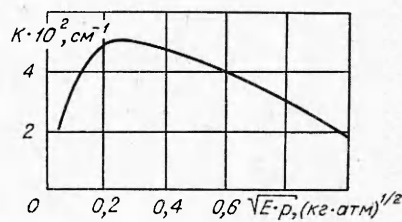


Рис. 4.

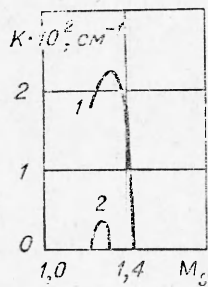


Рис. 5.

уровнях. Сужается область, где коэффициент усиления положителен.

На рис. 5 сравниваются два варианта со следующими значениями параметров: $z=0,82$ (атм·кг)^{1/2}, $\xi_3=0,07$, $\xi_4=0,38$, $T_0=293$ К, $T_s=10^5$ К; кривые 1 и 2 построены для условий (3) при L_0/L равном 0,01 и 0,05. Максимальное K на кривой 1 в 10 раз превосходит соответствующее значение на кривой 2. Уменьшение радиуса начально возбужденной области способствует образованию инверсии в частицах с большими числами M_{s0} . Таким образом, коэффициент усиления будет монотонно возрастать или, по крайней мере, не убывать при уменьшении L_0/L .

Как отмечалось выше, условия на волне для колебательных температур необходимо выбирать, рассматривая структуру скачка. Вероятно, они не будут равновесными и замороженными. Но насколько важно правильно задать эти условия, видно на рис. 6: кривая 4 — распределение коэффициента по сечению при $M_s=1,29$, когда K имеет максимальное значение в условиях (3) при параметрах $T_0=293$ К, $T_s=10^5$ К, $z=1$ (кг·атм)^{1/2}, $L_0/L=0,01$. Штриховая кривая 5 относится к случаю с граничными условиями (4). Видно, что величины коэффициентов усиления различаются на порядок. Во втором случае область с положительным K существенно больше, чем в первом. Частицы газа, попавшие в возмущенную область на ранней стадии распространения волны, имеют высокую T_s . В них почти мгновенно выравниваются температуры, накапливается вибрационная энергия. Затем происходит резкое расширение, но температура остается достаточно большой, чтобы релаксационные процессы поддерживали равновесное состояние. Со временем температура понижается, но вместе с тем уменьшается ско-

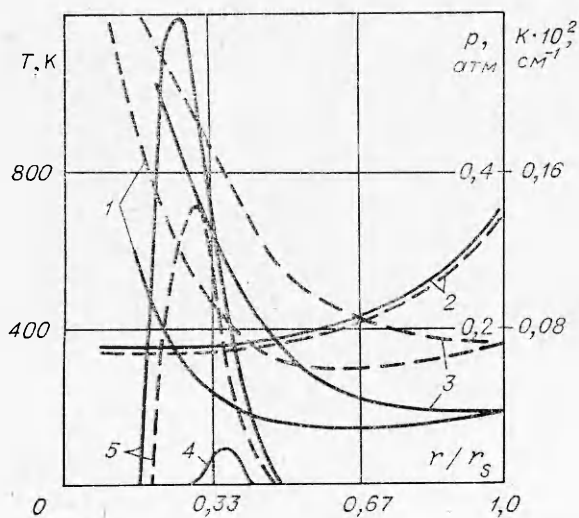


Рис. 6.

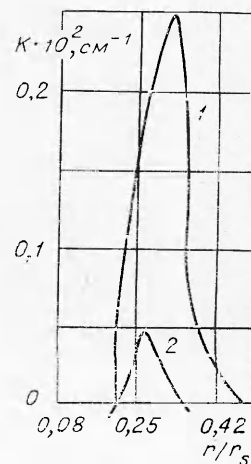


Рис. 7.

рость изменения газодинамических величин, так что охлаждение становится недостаточно эффективным для образования инверсии.

Наиболее продуктивны частицы со средними значениями $M_{s0} \approx 5$ для $T_0 = 293$ К. При выборе равновесных условий фактически допускается возможность мгновенной накачки колебательных уровней, т. е. с бесконечно большой скоростью. В другом случае требуется время для такого возбуждения молекул, за которое уменьшается общий запас вибрационной энергии и частица успевает переместиться в зону меньших градиентов газодинамических параметров.

Для более эффективного использования колебательной энергии газа, запасенной на ранней стадии распространения волны, можно уменьшить T_0 . Тогда частицы газа с большими M_{s0} будут охлаждаться до более низких температур, причем увеличится время интенсивного охлаждения. В результате поступательная температура станет достаточно низкой, а колебательные температуры еще сохранят высокие значения для получения инверсии.

На рис. 6, 1, 3 представлено распределение температур T_2 и T_3 , приведены кривые коэффициента K (5) и давления (2) при $M_s = 1,27$. Штриховые линии относятся к варианту с $T_0 = 293$ К, сплошные построены для $T_0 = 150$ К. Кривые T и T_2 настолько близки, что на графике совпадают. Кривые 3, 4 на рис. 1 и 3 относятся к максимальному коэффициенту усиления и к координатам экстремальной точки (r/r_s) для $T_0 = 150$ К при тех же значениях остальных параметров, что и на кривых 1 и 2. Видно, что экстремальные точки смещаются к оси взрыва, т. е. с уменьшением T_0 в образование области с положительным коэффициентом усиления включаются частицы газа, ранее захватываемые волной, расширяются границы этой области.

В случае замороженных условий на волне эффект еще более заметен, поскольку при больших M_s газ подогревается в большей степени ($T_s/T_0 \sim M_s^2$ для $M_s^2 \gg 1$), чем при малых M_{s0} . В частицах практически сразу за скачком происходит возрастание колебательных температур для равновесных значений. Для примера рассчитаны варианты с $T_0 = 293$ К и $T = 150$ К, $z = 0,316$, $L_0/L = 0,01$, $T_* = 10^5$ К, $\xi_3 = 0,07$, $\xi_4 = 0,38$. Коэффициент вычисляется при $p_0 = 0,2$. Во втором случае его максимум оказался в 5 раз больше, чем в первом. На рис. 7 изображено распределение коэффициента усиления по r/r_s ($1 - T_0 = 150$ К, $2 - T_0 = 293$ К).

Таким образом, при уменьшении T_0 разница между значениями максимальных коэффициентов усиления для равновесных и замороженных граничных условий на волне уменьшается: низкие температуры невозмущенной смеси $CO_2 + N_2 + He$ и малые относительные размеры начально возбужденной зоны при удачно подобранных значениях параметров z , ξ_3 , ξ_4 и T_* обеспечивают появление сравнительно протяженной области за распространяющейся ударной волной с положительным коэффициентом усиления, величина которого может достигать тех же значений, что наблюдается в настоящее время в сверхзвуковых соплах.

Институт механики
Московского государственного университета,
Москва

Поступила в редакцию
5/1 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. Квантовая электроника, 1974, 1, 7.
2. В. Д. Жарков, Л. Ю. Лапушонок, Н. Н. Чебыкин. ПМТФ, 1974, 5.
3. С. А. Лосев, В. Н. Макаров. ПМТФ, 1975, 4.
4. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, 1.
5. И. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1967, XXXVII, 2.

6. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Шеглов. ЖТФ, 1970, **XL**, 1.
 7. В. М. Маргулис, А. Д. Марголин. ЖТФ, 1971, **XLI**, 12.
 8. И. Ф. Канаев, Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский. ПМТФ, 1971, 5.
 9. W. V. Tiffany, R. Targ, J. D. Foster. Appl. phys. letters, 1969, 15, 3.
 10. Ю. В. Туник.— В сб.: Исследования по механике жидкости и твердого тела. М., Изд-во МГУ, 1976.
 11. J. H. Lee, T. D. Vui, R. Knystautas. Appl. phys. letters, 1973, 22, 9.
 12. С. А. Лосев, В. Н. Макаров и др. ФГВ, 1973, 9, 4.
 13. С. К. Годунов, А. В. Забродин, Г. П. Прокопов. Ж. вычисл. матем. и математич. физики, 1961, 1, 6.
 14. В. П. Коробейников. Труды Математического института им. В. А. Стеклова. Т. СХІХ. М., «Наука», 1973.
-