участок на кривой $\overline{C}_F(d_p)$). Аналогичное поведение сопротивления клина в дозвуковом потоке газовзвеси обнаружено в экспериментах [11].

Исследовалось влияние отраженных частиц на величину возмущения угла наклона ударной волны. На фиг. 5 показаны результаты расчетов величины $\widetilde{\theta}$ в зависимости от расстояния до носика клина. Сплошные линии соответствуют зеркальному отражению, штриховые — прилипанию частиц. Расчеты выполнены при $\mathrm{Re}_0 = 10$, $\mathrm{Pr} = 0{,}65$, $c_p/c_s = 0{,}46$; кривые 1 — $\alpha = 15°$, $\mathrm{M}_\infty = 1{,}7$; 2 — $\alpha = 30°$, $\mathrm{M}_\infty = 2{,}6$. Из фиг. 5 видно, что у носика клина (при $x \approx l_p(1)$) неравновесность течения в присутствии отраженных частиц усиливается, однако при малых углах раствора клина эффект незначительный. На большом удалении от носика клина оба сравниваемых течения приходят к одному состоянию, что непосредственно следует и из асимптотических формул (3.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Черный Г. Г.** Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959.
2. **Лунев В. В.** Обтекание клина гиперзвуковым потоком излучающего газа.— ПМТФ, 1960, № 2.
3. **Ткаленко Р. А.** К линейной теории сверхзвуковых течений смеси газа и частиц.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 1.
4. **Салтанов Г. А., Ткаленко Р. А.** Обтекание клина сверхзвуковым двухфазным потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 2.
5. **Салтанов Г. А., Куршаков А. В.** Движение частиц за косым скачком уплотнения при обтекании клина сверхзвуковым двухфазным потоком.— Изв. АН СССР. Энергетика и трансп., 1971, № 1.
6. **Салтанов Г. А.** Взаимодействие частиц с поверхностью обтекаемого клина.— Изв. АН СССР.— Там же.
7. **Трунев А. П., Фомин В. М.** Обтекание тел двухфазным потоком типа газ — твердые частицы с учетом эрозии.— ПМТФ, 1983, № 1.
8. **Crowe C. T., Pratt D. T.** Analysis of the flow field in cyclon separators.— Computers and Fluids, 1974, v. 2, p. 249.
9. **Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М.** Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
10. **Овсянников Л. В.** Групповой анализ дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1979.
11. **Баланин Б. А., Лашков В. А.** Сопротивление плоского клина в двухфазном потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 2.

Поступила 19/III 1984 г.

УДК 532.5 + 533.95

О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА АБЛЯЦИИ ПРИ АБЛЯЦИОННОМ УСКОРЕНИИ СЛОЯ

Н. А. Иногамов

(*Москва*)

1. К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных неустойчивости фронта абляции (ФА) при ускорении слоя абляционным давлением [1—13]. В [4, 5] численно исследуется задача Коши, линеаризованная около нестационарного течения, которое находится численным расчетом, в [6, 7] — численный расчет задачи Коши, линеаризованной около стационарного течения. Стационарное решение находится численным интегрированием системы обыкновенных дифференциальных уравнений. По поводу работ [6, 7] необходимо существенное замечание. Покажем, что имеется одна особенность стационарного решения в поле тяжести, которая делает непригодными результаты [6, 7], относящиеся к учету сжимаемости холодного вещества и длинноволновым возмущениям. Рассмотрим стационарное решение в области, заполненной холодным веществом. В этой области в окрестности ФА течение дозвуковое ($\mathrm{M} \ll 1$). При наличии силы тяжести число Маха $\mathrm{M} = v/c$ в дозвуковом течении монотонно возрастает при удалении от ФА в холодное вещество и на некотором расстоянии L_1 от ФА $\mathrm{M} = 1$. Дело в том, что в холодном веществе электронная теплопроводность мала и соответственно пренебрежимо малы тепловые потоки. Поэтому стационарное течение холодного вещества является изэнтроническим. При дозвуковом в окрестности ФА течении с $\mathrm{M} \ll 1$ из-за действия веса давление в хо-

лодном веществе падает при удалении от ФА. Течение изэнтропическое, поэтому вместе с давлением падают плотность и скорость звука. Скорость потока v при этом возрастает, поскольку требуется постоянство потока массы, соответственно растет и $\mathrm{M} = v/c$. Появление в стационарном течении внутренней сверхзвуковой зоны не отвечает сути задачи об ускорении слоя абляционным давлением. Поэтому результаты [6, 7] годятся только при $\lambda \ll L_1$. При $\lambda \simeq L_1$ влияние сжимаемости холодного вещества становится существенным, но в рамках [6, 7] это влияние учитывается неверно. Вопрос о сжимаемости и длинноволновых возмущениях подробно разобран в данной работе.

Кроме перечисленных выше работ, в которых исследуется линейная стадия, имеются интересные работы [7—9] о расчетах нелинейных двумерных течений; [1, 2, 10—12] посвящены аналитическим оценкам. В [10, 11] предполагается, что дозвуковой ФА можно заменить скачком в волне дефлаграции. Работа [12] основана на исследовании неустойчивой зоны, в которой векторы ∇p и $\nabla \rho$ антипараллельны. Считается, что растущие возмущения пространственно локализованы в этой зоне. Заметим, что в обычных [3, 14] условиях ($I \simeq 10^{14}$ Вт/см^2, Nd-лазер, толщина слоя $L = 1$—4 мкм) толщина Δ_1 этой зоны мала ($\Delta_1 \simeq 0{,}1$ мкм). Растущие возмущения могут иметь $\lambda \gg \Delta_1$. При этом поле возмущений пространственно локализовано в приграничном к ФА слое толщиной $\simeq\lambda \gg \Delta_1$. В этом случае тонкая структура и наличие неустойчивой зоны не имеют значения, поскольку для таких волн тонкая структура «спрятана» внутри толщины линии, связанной с толщиной «грифеля карандаша», которым очерчена возмущенная граница.

В [1] получена оценка коротковолнового масштаба стабилизации $\lambda_\mathrm{a} = v_\mathrm{a}^2/g \simeq \mathrm{M}_\mathrm{a}^2 L$, где $\mathrm{M}_\mathrm{a} = v_\mathrm{a}/c_s$, v_a — скорость ФА относительно холодного вещества, индекс a означает абляцию, c_s — скорость звука в холодном веществе в окрестности ФА, g — ускорение слоя.

В [2] разобрано влияние сжимаемости. Показано, что при типичном большом отношении плотностей на ФА дисперсионная кривая в случае изэнтропического газа совпадает с дисперсионной кривой в случае несжимаемой жидкости при произвольном отношении параметра $v_\lambda^2/c_s^2 \simeq \lambda/L$, где $v_\lambda = \sqrt{|g|\,\lambda}$.

Данная работа представляет собой развитие и более строгое обоснование результатов [1, 2], посвященных влиянию абляции и сжимаемости на развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости (РТН), в ней выявлены параметры, определяющие характер неустойчивости (I, L, λ), и область значений параметров I, L, λ, внутри которой задача может быть описана на модели слоя, ограниченного непроницаемыми, изобарическими (свободными) граничными условиями. В этой области неустойчивость ускоренного ФА является РТН. Единственные осложнения здесь связаны с учетом сжимаемости и многослойности. Модель с изобарическими и слабопроницаемыми границами использовалась и раньше. Например, в задаче о неустойчивости она применена в [15]. Цель данной работы — выяснение границ применимости модели.

Скажем несколько слов о приложениях. В приложениях (см., например, [3]) рассматривают оболочки, которые необходимы для переработки возможно большой доли поглощенной энергии в кинетическую энергию движения оболочки и затем в мягкой рекуперации кинетической энергии, запасенной в оболочке, во внутреннюю энергию газа, содержащегося внутри оболочки. Хорошо известно [3], что для эффективной рекуперации необходимо применять возможно более тонкие и массивные оболочки и осуществлять ускорение оболочки в существенно дозвуковых режимах абляции. Соответствующие условия имеют вид

$$L \ll R; \tag{1.1}$$

$$\rho_f \ll \rho_s; \tag{1.2}$$

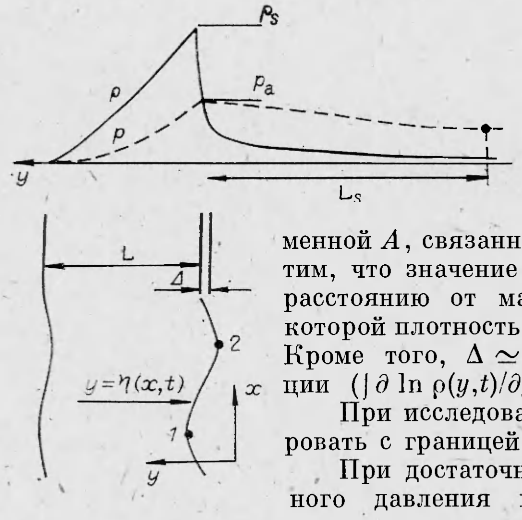
$$v_\mathrm{a} \ll c_s, \tag{1.3}$$

где R — радиус оболочки; ρ_s, ρ_f — плотности холодного вещества в окрестности ФА и внутреннего газа.

Именно в связи с требованиями (1.1)—(1.3) возникает острая проблема гидродинамической неустойчивости. Действительно, при сохранении (1.3) в толстой ($L \lesssim R$) или слабо выраженной ($\rho_f \lesssim \rho_s$) оболочке этот вопрос теряет остроту. Вопрос о неустойчивости снимается также в случае сверхзвукового режима распространения электронной тепловой волны по веществу оболочки, когда $v_a \gtrsim c_s$.

Неустойчивость связана или с ФА и развивается на стадии нагона оболочки к центру, или с внутренней границей оболочки и развивается на стадии торможения. Что касается стадии торможения, то здесь классическая РТ постановка с непроницаемой границей не вызывает возражений. В дальнейшем обсуждается только неустойчивость на стадии нагона.

Если ограничиться случаем $\lambda \ll R$, то можно пренебречь кривизной оболочки, при этом задача о неустойчивости оболочки эквивалентна задаче о неустойчивости плоского слоя. Возмущения с $L \ll \lambda \simeq R$ можно эффективно исследовать в приближении жидкой пленки [16].



2. Качественный анализ. Ограничимся случаем $\lambda > \Delta$. Здесь и далее Δ — расстояние от точки, в которой достигается значение $A = 1{,}1$, до точки, в которой $A = 10^{\Gamma}$, где Γ — показатель адиабаты, определение безразмерной переменной A, связанной с энтропией, дано ниже. Отметим, что значение Δ по порядку величины равно расстоянию от максимума плотности до точки, в которой плотность падает до $\rho = \rho_s/10$ (см. фигуру). Кроме того, $\Delta \simeq$ максимальному значению функции $(|\partial \ln \rho(y,t)/\partial y|)^{-1}$.

При исследовании мод с $\lambda > \Delta$ можно оперировать с границей слоя $y = \eta(x, t)$ (см. фигуру).

При достаточно резком «включении» абляционного давления первоначально неподвижное вещество приводится в движение ударной волной постоянной интенсивности. При этом [14, 17, 18] распределение энтропии в холодном веществе в слое близко к однородному, оно остается однородным и в процессе ускорения слоя, поскольку ударные волны в слое при неизменном абляционном давлении p_a не возникают, а электронная теплопроводность в холодном веществе мала и соответственно пренебрежимо малы тепловые потоки, так что течение холодного вещества можно считать адиабатическим. Рост энтропии в жидкой частице начинается при пересечении ею поверхности ФА.

Для определения поверхности ФА, которую будем называть границей слоя, рассмотрим систему мгновенных изэнтропических линий: $S = \text{const} = AS_0$, где энтропией называется величина $S = p\rho^{-\Gamma}$, A — безразмерная переменная, S_0 — значение энтропии в холодном веществе. Изэнтропические линии, соответствующие значениям $A > 1$, проведенные с некоторым шагом $\Delta A > 0$, сгущаются в слое толщиной порядка Δ. В качестве поверхности ФА выберем некоторую изэнтропическую линию с $A = A_*$ $(1{,}1 < A_* < 10^{\Gamma})$, попадающую в это сгущение.

Забегая вперед, приведем сначала окончательные результаты, полученные с помощью качественного анализа. При фиксированной частоте излучения параметрами, определяющими характер неустойчивости, являются I, L, λ. Область применимости модели в пространстве (I, L, λ) имеет вид

$$I_L(L) \ll I < I_U; \tag{2.1}$$

$$\lambda_{\min} < \lambda \ll L_s(I). \tag{2.2}$$

Число Маха в короне монотонно возрастает при удалении от ФА в глубь короны. Будем обозначать через L_s расстояние от ФА до звуковой поверхности, на которой $M = 1$ (индекс s означает звуковой). Величина L_s зависит при фиксированной частоте излучения только от интенсивности $I: L_s = L_s(I)$. Обозначим через $I = I_L(z)$ функцию, обратную к монотонной функции $z = L_s(I)$. Функция $I_L(z)$ — монотонно растущая функция z. Из сказанного относительно функций $I_L(L)$ и $L_s(I)$ следует, что ограничения $I_L(L) \ll I$ и $L \ll L_s(I)$ эквивалентны. Таким образом, ограничение $I_L(L) \ll I$ интенсивности снизу (индекс L означает нижний) показывает, что модель применима, если ускоряемый холодный слой тонок по сравнению с толщиной дозвуковой «подушки» L_s. Кроме того, как будет показано ниже, модель применима, если $\lambda \ll L_s(I)$.

Ограничение $I < I_U$ интенсивности сверху (индекс U означает верхний) некоторой не зависящей от L и λ постоянной I_U следует из того условия, что движение ФА по холодному веществу должно быть дозвуковым.

А именно $v_a(I)$ должно быть $< c_s(I)$, где $c_s(I) = \sqrt{\Gamma p_a(I)/\rho_s}$ — скорость звука в холодном веществе в окрестности ФА, p_a — абляционное давление. В противном случае неустойчивость ФА будет подавлена. Скорость абляции $v_a(I)$ растет с I быстрее, чем $c_s(I)$, поэтому функция $M_a(I) = v_a/c_s$ монотонно возрастает с I и существует такое значение интенсивности I_U, при котором достигается значение $M_a(I_U) = 1$.

Нижний край $\lambda_{min} <$ или $\simeq$ наибольшему значению из пары величин Δ, λ_a, где $\Delta = \Delta(I)$, $\lambda_a = \lambda_a(I, L) = v_a^2/|g| = (\Gamma - 1)\ M_a^2 L$. То, что функция $\lambda_a\ (I,L)$, определяющая границу области применимости модели по мелкомасштабным модам, равна $v_a^2/|g|$, вытекает из гипотезы 2 (формула (2.4)) и условия (2.7), при выполнении которого границу слоя можно считать непроницаемой.

Заметим, что если значения I, L принадлежат проекции области применимости модели на плоскость (I, L), то из условий (2.1), (2.2) следует, что мода $\lambda \simeq L$ принадлежит области применимости модели. Действительно, пусть I, L принадлежат проекции. Это означает, что выполняются два ограничения: $L \ll L_s$ и $v_a \ll c_s$, из которых вытекает, что, во-первых, $\lambda \ll L_s$, поскольку $\lambda \simeq L \ll L_s$, и, во-вторых, $\lambda > \lambda_{min}$. Последнее условие $\lambda > \lambda_{min}$ получается следующим образом. Имеем $L > \lambda_{min}$. В самом деле, $L > \Delta$ и $L > \lambda_a = (\Gamma - 1)M_a^2 L$ при $M_a < 1$ (обычно $M_a \ll 1$), а значит, и $\lambda \simeq L > \lambda_{min}$.

В связи с приложениями [3] рассматривают $I \simeq 10^{14}$ Вт/см^2, Nd-лазер. При этом [3,14] $v_a = (0{,}1-0{,}3)\ c_s$, $L_s = 20-30$ мкм, $\Delta \simeq 0{,}1$ мкм, $L = 1-4$ мкм. Как видим, при этих значениях I, L условия (2.1) выполняются.

Качественный анализ, приводящий к (2.1), (2.2), опирается на два утверждения.

Утверждение 1 о «мгновенности» отклика. В системе координат, связанной с невозмущенным движением слоя (невозмущенное холодное вещество движется как целое [14, 17, 18]), перемещения границы происходят со скоростью $\simeq v_a$ или в области применимости модели со скоростью $\simeq v_\lambda = \sqrt{|g|\lambda}$. Обе эти скорости малы по сравнению с характерным масштабом скоростей в короне. На этом основании можно сделать утверждение о «мгновенности» отклика короны по p_a и v_a на текущую форму границы. Быстрота отклика связана с большой по сравнению с короной механической и тепловой инерцией слоя, обусловленной большой плотностью холодного вещества, его низкой теплопроводностью и большой теплоемкостью, отнесенной к единице объема.

В соответствии с этим утверждением p_a и v_a — некоторые функционалы от η (но не от $\partial\eta/\partial t$). Представим η в гармоническом виде $\eta = \eta_0 + \delta\eta \sin kx$. В дальнейшем будем оперировать с малой амплитудой $\delta\eta$. При этом имеем $p_a = p_{a0} + \delta p_a \sin kx$, $v_a = v_{a0} + \delta v_a \sin kx$ (фазы совпадают, так как нет осцилляционных эффектов), $\delta p_a = G_d\delta\eta$, $\delta v_a = G_k\delta\eta$. Здесь $\delta\eta = (\eta_1 - \eta_2)/2$; $\delta p_a = (p_{a1} - p_{a2})/2$; $\delta v_a = (v_{a1} - v_{a2})/2$; индексы 0, 1, 2 при η, p_a, v_a относятся соответственно к невозмущенному состоянию, впадине и выпуклости границы по отношению к слою (см. фигуру). Отклики G_k и G_d (назовем их «кинематический» и «динамический») требуются для того, чтобы оценить нарушения степени непроницаемости (см. гипотезу 2) и степени изобаричности (см. гипотезу 1) на границе холодного вещества.

Утверждение 2 заключается в следующем. Устройство короны в случае не слишком тонкого слоя с $L > L_{min} \simeq 0{,}3$ мкм не зависит от L. Соответственно из функций $p_a(I)$, $v_a(I)$, $L_s(I)$, $c_s(I)$, $G_d(\lambda, I)$, $G_k(\lambda, I)$ выпадает зависимость от L.

Значит, оценку G_d и G_k можно вести для $L = \infty$.

Результаты (2.1), (2.2) вытекают из двух гипотез.

Гипотеза 1. Интересующие нас моды локализованы около ФА в слое, толщина которого по порядку величины равна λ. При $\lambda \ll L_s$, когда локализация возмущений в глубь короны ограничена существенно дозвуковым участком короны, грубая (по-видимому, с запасом) оценка сверху амплитуды отклика по давлению имеет вид

(2.3) $$|\delta p_a|/\delta\eta = |G_d| < p_a/L_s.$$

Гипотеза 2. Нетрудно видеть, что «кинематический» отклик $G_k < 0$, поскольку с выпуклости ФА через единицу поверхности ФА протекает в единицу времени больше холодного вещества, чем со впадины ФА (см. фигуру, впадины и выпуклости по отношению к холодному веществу обозначены цифрами *1* и *2* соответственно), и может быть оценен следующим образом:

(2.4) $$(-G_k) < v_a/\lambda \text{ или } (-G_k) \simeq v_a/\lambda,$$

поскольку обратное неравенство $(-G_k) \gg v_a/\lambda$ представляется при $\lambda > \Delta$ невозможным. Чтобы выявить суть гипотезы 2, рассмотрим возмущения ФА с немалой амплитудой $2\delta\eta = \eta_1 - \eta_2 \simeq \lambda$. Оценка G_k по порядку величины для этого случая пригодна, разумеется, и при $\delta\eta \ll \lambda$. Гипотеза 2, по существу, вытекает из утверждения о том, что скорость v_a, равная нормальной по отношению к поверхности ФА компоненте скорости холодного вещества, с которой жидкая частица холодного вещества приближается к ФА, определяется в основном интенсивностью I. Последнее означает, что в случае возмущенной («холмистой») поверхности ФА скорость v_a, хотя и разная в разных точках поверхности ФА, все же по порядку величины по-прежнему, как и в невозмущенном случае, определяется величиной I, т. е. и при $\delta\eta \simeq \lambda$ будет выполняться оценка $v_{a_1} \simeq \simeq v_{a_2} \simeq v_{a_0}$. Вот на этом утверждении и основана гипотеза 2.

Для дальнейшего потребуется формула, связывающая g и L. Из уравнения гидростатики и условия непрерывности давления на ФА $p_s = p_a$ имеем

(2.5) $$|g| = \frac{\Gamma p_a}{(\Gamma-1)\rho_s L} - \frac{c_s^2}{(\Gamma-1)L}.$$

Численный коэффициент в (2.5) получен для изэнтропического слоя и при условии $p = 0$ на тыльной стороне.

Распределение давления будем считать изобарическим, если

(2.6) $$|G_d| \ll \rho_s|g| = \Gamma p_a/[(\Gamma-1)L].$$

Условия (2.3), (2.6) можно преобразовать к виду $L \ll L_s$. Отсюда следует левая часть (2.1) и правая (2.2).

Граница считается непроницаемой, если

(2.7) $$-G_k \ll v_\lambda/\lambda,\ v_\lambda = \sqrt{|g|\lambda}.$$

Комбинируя (2.4), (2.7), получим, что при $\lambda > \lambda_a$ $v_\lambda > v_a >$ или $\simeq G_k|\lambda$, где λ_a дается формулой $\lambda_a = v_a^2/|g|$. Условие $\lambda > \lambda_a$ при $\lambda_a > \Delta$ дает левую часть (2.2).

Остается рассмотреть случай с $\lambda_a \ll \Delta$. При этом $v_a \ll \sqrt{\Delta|g|}$, $\gamma_*^{-1} \ll \Delta/v_a$ и можно пренебречь абляционным движением. Таким образом, приходим к исследованной (см., например, [19]) задаче о РТН в статическом слое с конечным градиентом плотности. В этом случае инкременты всех возможных РТ мод ограничены сверху значением $\simeq \gamma_*$, где $\gamma_* = \sqrt{|g|/\Delta}$ — «инкремент» Брента — Вяйсяля.

На нелинейной стадии развития неустойчивости в области применимости модели следует сравнивать темп потери массы слоем $\sigma_\lambda = \rho_s v_\lambda'$ из-за РТН и темп абляционных потерь $\sigma_a = \rho_s\ v_a$. Известно [20], что $v_\lambda' = \mathrm{Fr}\sqrt{|g|\lambda}$, где число Фруда Fr = 0,23—0,40. Значение 0,23 получается для плоского течения в виде валов, значение 0,40 соответствует квадратной решетке. В результате приходим к большему, чем λ_a, масштабу $\lambda_a' = (\mathrm{Fr})^{-2}\lambda_a$. В диапазоне $\lambda_a < \lambda < \lambda_a'$, по-видимому, может устанавливаться нелинейное, квазистационарное течение. Такое течение наблюдалось в [7].

Исследование отклика по p_a приводит к выводу, что при $L \simeq L_s$ модель неприменима. Вывод о том, что в случае толстой дозвуковой «подушки» $L \ll L_s$ для возмущений с $\lambda <$ или $\simeq L$ будет иметь место изобаричность, представляется достаточно убедительным. В пользу этого свидетельствует также двумерный расчет в [7], в котором для значений, удовлетворяющих условиям $L \ll L_s$, $v_a \ll c_s$, получена картина течения, типичная для РТН.

3. Изобарическая РТ мода. Рассмотрим случай наиболее опасных возмущений с $\lambda \simeq L$. Если значения l, L принадлежат проекции области, то моды $\lambda \simeq L$, как было показано в п. 2, попадают в область применимости модели. Из (2.5) получаем $v_\lambda^2/c_s^2 = (\lambda/L)(\Gamma - 1)^{-1}$. Значит, при $\lambda \simeq L$ необходимо учитывать сжимаемость холодного вещества. Кроме того, в приложениях интересуются многослойным случаем.

Можно показать, что движение

$$z = \zeta + A \exp(ik\zeta^* + \gamma t), \ \gamma^2 = -k\,|\,g\,|, \tag{3.1}$$

$$p = -|g| \int^{b=b(x,y,t)} \rho(y_1)\, dy_1$$

представляет собой точное решение линеаризованных уравнений газодинамики в произвольно слоистой сжимаемой жидкости при произвольном значении параметра λ/L. Соответствующее движение является движением с «вмороженными» изобарами, при котором значения давления сохраняются в жидких частицах. Из этого свойства следует, что (3.1) удовлетворяет свободным граничным условиям. В формулах (3.1) использованы обозначения:

$$z = x + iy, \ \zeta = a + ib, \ \zeta^* = a - ib, \tag{3.2}$$

$$b = y - |A| \exp(ky + \gamma t) \sin(kx + \delta), \ A = |A|\, e^{i\delta}$$

(x, y — эйлеровы, a, b — лагранжевы координаты), $\rho(y)$ — ход плотности в невозмущенной жидкости, ось y направлена против вектора $\mathbf{g}$. Изобарические затухающую и растущую рэлей-тейлоровские моды получаем при $k < 0$, две изобарические гравитационные волны — при $k > 0$. Выражение для $b = b(x, y, t)$ в (3.2) приводится для $k < 0$, когда значения γ действительны.

В частном случае однородной, несжимаемой жидкости решение с $\gamma^2 = -k\,|g|$ найдено в [21]. В [2, 22] показано, что при $\gamma^2 = -k\,|g|$ моды существуют в плоском изэнтропическом слое. В [22] доказано, что мода с инкрементом $\gamma = \sqrt{-k|g|}$ $(k < 0)$ является в изэнтропическом слое единственной растущей модой. В [23] результат [21] распространен на слоистую несжимаемую жидкость. В данной работе подчеркнуто, что решение обладает изобарическим свойством и пригодно в произвольно слоистой сжимаемой жидкости.

Изобарическая мода решает вопрос о многослойности и сжимаемости в задаче о прорыве слоя. Дело в том, что эта мода имеет максимальный инкремент в множестве всех возможных РТ мод. Следовательно, прорыв происходит именно из-за развития моды с $\gamma = \sqrt{-k|g|}$ $(k < 0)$. Время существования слоя определяется спектром начальных возмущений [24] и толщиной слоя. Выраженная слоистость уменьшает время существования, поскольку при фиксированной полной толщине уменьшается эффективная толщина, равная толщине наиболее плотной прослойки, содержащей долю $\simeq 1$ от полной массы слоя.

В случае двух неподвижных газов с одинаковыми показателями адиабаты можно, действуя методами, описанными в [2], вычислить (вычисление громоздкое и здесь не приводится) поправку к изобарической моде, связанную с конечной величиной отношения плотностей газов на контактной границе. Дисперсионная кривая имеет вид

$$\gamma^2 = k|g| - \frac{\mu|g|}{L} \cdot \frac{(\beta+1)\, e^{2kL}}{F(\beta+1, \beta+2, 2kL)} + O(\mu^2),$$

где L — толщина верхнего слоя; $\mu = \rho_н/\rho_в < 1$; $\rho_н$, $\rho_в$ — соответственно плотности нижнего и верхнего газов на контактной границе; $\beta = (\Gamma - 1)^{-1}$; $F(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

В заключение автор благодарит С. И. Анисимова за постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Иногамов Н. А.** Процессы сжатия и нагрева в лазерных мишенях. Препринт Ин-та теор. физики им. Ландау АН СССР. Черноголовка, 1977.
2. **Иногамов Н. А.** О неустойчивости Рэлея — Тейлора в сжимаемой среде. Препринт Ин-та теор. физики им. Ландау АН СССР. Черноголовка, 1980.
3. **Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П.** Лазерный термоядерный синтез.— УФН, 1976, т. 119, вып. 3.
4. **Henderson D. B., McCrory R. L., Morse R. L.** Ablation stability of laser-driven implosions.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, N 4.
5. **Shian I. N., Goldman E. B., Weng C. I.** A linear symmetry and stability analysis of laser-driven implosions.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, N 7.
6. **Bruckner K. A., Jorna S., Landa R.** Hydrodynamic stability of a laser-driven plasma.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, N 8.
7. **McCrory R. L., Montierth L. et al.** Taylor instability in fusion targets.— Phys. Rev. Lett., 1981, v, 46, N 5.
8. **Боков Н. Н., Бунатян А. А. и др.** Развитие возмущений при сжатии оболочки лазерным излучением.— Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, № 9.
9. **Emery M. H., Gardner J. H., Boris J. P.** The Rayleigh — Taylor and Kelvin — Helmholtz instabilities in targets accelerated by laser ablation. NRL Memorandum Report 4626, 1981.
10. **Bodner S. E.** Rayleigh — Taylor instability and laser-pellet fusion.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, N 13.
11. **Baker L.** Analytic theory of ablation layer instability.— Phys. Fluids, 1983, v. 26, N 3.
12. **Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др.** Симметрия и устойчивость сжатия лазерных термоядерных мишеней.— Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, № 11.
13. **Иногамов Н. А.** Неустойчивость фронта абляции при ускорении слоя абляционным давлением.— Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 18.
14. **Анисимов С. И., Иванов М. Ф. и др.** Численное моделирование процессов лазерного сжатия и нагрева простых оболочечных мишеней.— Физика плазмы, 1977, т. 3, № 4.
15. **Анисимов С. И., Иногамов Н. А.** Развитие неустойчивости и потеря симметрии при изэнтропическом сжатии сферической капли.— Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 3.
16. **Иногамов Н. А.** Модельный анализ тейлоровской неустойчивости оболочек.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 7.
17. **Анисимов С. И., Иногамов Н. А.** Сингулярные автомодельные режимы сверхплотного сжатия лазерных мишеней.— ПМТФ, 1980, № 4.
18. **Иногамов Н. А., Анисимов С. И.** Автомодельные кумулятивные течения плазмы.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 21.
19. **Йи Чиа-шун.** Волновые движения в слоистых жидкостях.— В кн.: Нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
20. **Биркгоф Г., Сарантонелло Э.** Струи, следы и каверны. М.: Мир, 1964.
21. **Taylor G. I.** The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes.— Proc. Roy. Soc. London, 1950, v. A201, p. 192.
22. **Иногамов Н. А.** Тейлоровская неустойчивость плоского изэнтропического слоя, ограниченного изобарическими границами.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 1.
23. **Mikaelian K. O.** Normal modes and symmetries of the Rayleigh — Taylor instability in stratified fluids.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, N 19.
24. **Иногамов Н. А.** Турбулентная стадия тейлоровской неустойчивости.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 12.

Поступила 15/VI 1984 г.