

Академия наук СССР
Институт Общей Физики

Препринт № 63

Лаборатория волновых явлений

Ф.В.Бункин, В.И.Держиев, В.И.Мажукин, Г.А.Пестрякова,
А.А.Самарский, Б.Н.Четвертушкин, С.И.Яковленко

ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ
ЗА СЧЕТ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ В НЕП-
РЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

Москва 1984

АННОТАЦИЯ

Анализируется возможность получения сильно переохлажденной плазмы многозарядных ионов за счет излучательных потерь на тормозное и фоторекомбинационное излучение. Проведены оценки времен охлаждения и получен критерий переохлаждения в квазистационарном режиме. Проведены подробные численные расчеты задачи радиационной газодинамики о разлете плоского слоя, находящегося под воздействием внешнего теплового излучения. Теоретическое рассмотрение и расчеты показывают, что при разлете сгустка, находящегося под воздействием внешнего потока фотонов с планковским спектром, переохлаждение плазмы оказывается существенным, если интенсивность потока фотонов много меньше равновесного значения для данного планковского распределения.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

I. ВВЕДЕНИЕ	4
II. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ	7
2.1. Излучательные характеристики плазмы	7
2.2. Переохлаждение в процессе ионизации	13
III. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ	17
3.1. Уравнения радиационной газовой динамики ..	17
3.2. Об алгоритме численного решения	21
IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ	24
4.1. Временные характеристики изменения пара- метров плазмы	24
4.2. Оценки на основе усредненной модели	26
ЛИТЕРАТУРА	29
ПОДПИСИ К РИСУНКАМ	32

ВВЕДЕНИЕ

В работе анализируется возможность получения сильно переохлажденной (интенсивно рекомбинирующей) плазмы за счет излучательных потерь в непрерывном спектре. Рассмотрение этого вопроса представляет интерес прежде всего в связи с исследованиями, направленными на создание источников излучения на переходах многозарядных ионов (см. обзоры [1,2]). Обсудим подробнее причины актуальности рассматриваемой задачи.

По-видимому, наиболее перспективной активной средой, усиливающей излучение на переходах многозарядных ионов, является переохлажденная плазма. Об этом говорит как сравнительный анализ различных теоретических схем создания инверсии [1], так и то, что лишь на этом пути достигнуты некоторые экспериментальные успехи*. Однако достигнутые в настоящее время коэффициенты усиления на переходах многозарядных ионов ($Z \geq 6 + 10$) пока слишком малы для генерации ($\mathcal{X} \leq 10^{-2} \text{ см}^{-1}$). Это обусловлено в первую очередь тем, что характерные времена охлаждения электронов в рассматривавшихся условиях сравнительно велики. Из общих теоретических положений [6,7] следует, что для обеспечения высоких коэффициентов усиления необходимо не только интенсивно подводить энергию, но и обеспечить эффектив-

* Речь идет о наблюдении инверсии на переходах многозарядных ионов ($Z \sim 10$) в рекомбинирующей лазерной плазме [1,2,3], а также о регистрации стимулированной эмиссии на переходах ($n = 4 \rightarrow n' = 3$) литиеподобного иона BeII в лазерной плазме [4] и водородоподобного иона HeII в плазме, создаваемой пучком протонов [5].

ное охлаждение электронов. Как показывают конкретные расчеты [8] (см. также [2]) для плазмы водородоподобных ионов, существенные коэффициенты усиления ($\mathcal{K} \approx 1 \text{ см}^{-1}$) могут быть достигнуты лишь при довольно малых временах охлаждения ($\tau_{\text{охла}} \lesssim 1 \text{ нс}$, $Z \approx 6$). Такие времена не всегда можно обеспечить за счет разлета плазменного сгустка. Поэтому представляется актуальным исследование других механизмов охлаждения.

С ростом температуры плазмы и порядкового номера Z рассматриваемого элемента сильно возрастают радиационные потери. Это, как известно, приводит к одной из основных трудностей нагрева плазмы до килвольтных температур - так называемой проблеме примесей (подробнее см. обзор [9]). Поэтому в интересующих нас задачах естественно рассчитывать на радиационные потери, как на один из основных каналов охлаждения плазмы многозарядных ионов. В связи с этим в данной работе проведены оценки и подробные численные расчеты, иллюстрирующие возможности механизма радиационного охлаждения.

Проведенные оценки (§2) показывают, что в плазме многозарядных ионов, в которой можно рассчитывать на усиление излучения, радиационное охлаждение действительно играет существенную роль. Характерные времена охлаждения электронов $\tilde{\tau}_{Te} = 7+0,2 \text{ нс}$ для $Z = 10+30$ обеспечиваются даже при низких плотностях. Еще более существенным (ввиду того, что $\tau_{Te} \propto I/N_e$) оказывается охлаждение среды на ранних этапах разлета, когда плотность плазмы высока. В связи с этим рассмотрено условие глубокого переохлаждения оптически плотной плазмы в квазистационарном случае - при ее поглотении за счет ионизации среды внешним теп-

ловым излучением. Условие переохлаждения состоит в необходимости существенного уменьшения интегральной по спектру интенсивности внешнего теплового излучения при сохранении планковского распределения по частоте. Например, при планковском спектре внешнего источника с максимумом, соответствующем энергии ионизации водородоподобного иона, для того, чтобы температура плазмы была такой, при которой наиболее представлены ионы от Li -до H -подобных, необходимо уменьшить интенсивность внешнего излучения в $10^2 + 10^4$ раз.

Возможность сильного переохлаждения плазмы рассмотрена на основе подробного численного решения задачи радиационной газодинамики (§3) о разлете плоского слоя, находящегося под воздействием излучения с планковским спектром и пониженной интегральной интенсивностью. Расчеты показывают (§4), что в этом случае плазма действительно сильно переохлаждена: отношение ее температуры T к температуре спектра падающего излучения T_0 составляет малую величину $T/T_0 \lesssim 0,13$, оставшуюся почти неизменной на стадии установившегося разлета. Из-за почти полной компенсации вводимой и теряемой световой энергии скорость разлета и температура плазмы в установившемся режиме растут очень медленно. Оценки параметров плазмы и временных характеристик разлета на основе простых моделей [10,11] качественно согласуются с результатами численных расчетов.

II. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

2.1. Излучательные характеристики плазмы

Рассмотрим сначала случай, когда необходимая степень ионизации была получена за счет теплового нагрева среды. В частности, оценим время охлаждения плазмы после мгновенного отключения источника нагрева.

Проведем сначала простые оценки, выявляющие области интересующих нас параметров плазмы и характеристики радиационного охлаждения.

Параметры плазмы. Будем ориентироваться на температуру электронов T_e , при которой средний заряд ионов \bar{Z} близок к заряду ядра Z_{xy} ($Z_{xy} - \bar{Z} \ll Z_{xy}$). Предполагая плотность плазмы достаточно большой, используем для оценки формулу Саха

$$\frac{N_e N_{Z-1}}{N_Z} = 6 \cdot 10^{21} T_e^{3/2} \exp(-J_Z/T_e)$$

Здесь Z - заряд рассматриваемого иона, $Z - Z + 1$ - спектроскопический символ, $J_Z = 13,6 Z^2/n_0^2$, эВ - энергия ионизации иона элемента Z_{xy} ($n_0(Z_{xy}, Z)$ - эффективное главное квантовое число, то есть фактически подгоночный параметр (для водородоподобных ионов $n_0(Z_{xy}, Z_{xy}) = 1$, для литиеподобных - $n_0(Z_{xy}, Z_{xy} - 2) = 2$); N_Z - плотность ионов Z ; T_e измеряется в эВ, N_e, N_Z - в см^{-3} . Полагая, что для наиболее представленных ионов $Z = \bar{Z}$ имеет место $N_{\bar{Z}} \sim N_{\bar{Z}-1}$, $N_e \sim Z N$, где N - плотность всех тяжелых частиц, получаем оценку (см. [10]) :

$$T_e = 13,6 \frac{Z^2}{n_0^2} / \ln \left(\frac{6 \cdot 10^{21} T_e^{3/2}}{\bar{z} N} \right) = \frac{13,6}{8 n_0^2} \bar{z}^2 \quad (2.1)$$

при $T_e \lesssim Z^2$ эВ, $\bar{z} N \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Для ионов сравнительно низкого заряда плотность электронов N_e выберем близкой к предельному значению $N_{e, \text{пр}} = 10^{13} \cdot Z^7$, см^{-3} , при котором еще возможна инверсия на переходе $n = 4 \rightarrow n = 3$ H-подобных ионов. При $N_e \approx 2 N_{e, \text{пр}}$,

скорость столкновительных переходов $4 \rightarrow 3$ преобладает над скоростью радиационного распада $3 \rightarrow 2$ и инверсия пропадает (подробнее см. [2,5,8]). Для ионов высокого заряда необходимо учитывать поглощение рабочего излучения. Коэффициент тормозного поглощения на длине волны $\lambda = 1,88 \cdot 10^{-4} / Z^2$ см, соответствующей переходу $4 \rightarrow 3$ для водородоподобных ионов, запишем с учетом (2.1) в виде

$$\alpha_{\text{торм}} = 0,8 \cdot 10^{-36} \frac{N_e N_z}{Z^4 \sqrt{T_e}} \approx 0,5 \cdot 10^{-36} Z^{-4} N_z^2 n^{-1} \quad (2.2)$$

Исходя из условия $\alpha_{\text{торм}} \lesssim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ для плотности электронов примем выражение

$$N_e \approx \begin{cases} 10^{13} \bar{z}^7, & \bar{z} \leq 10 \\ 10^{17} \bar{z}^{-3}, & 10 < \bar{z} \leq 30 \end{cases} \quad (2.3)$$

Характерное время радиационного охлаждения. Оценим время охлаждения плазмы с параметрами T_e , N_e , задаваемыми формулами (2.1) (2.3). Будем ориентироваться на тормозное и рекомбинационное излучение (о линейчатом излучении см. ниже). Удельные мощности потерь плазмы на тормозное и фоторекомбинационное излучение запишем в виде [11,12] :

$$Q_{\text{гор}} = 1,5 \cdot 10^{-32} \frac{z^2}{\bar{z}} \sqrt{T_e} N_e N_{\bar{z}}, \text{ Вт/см}^3 \quad (2.4a)$$

$$Q_{\text{ФР}} = 5 \cdot 10^{-31} \frac{z^4}{n_0^3} \frac{N_e N_{\bar{z}}}{\sqrt{T_e}}, \text{ Вт/см}^3 \quad (2.4б)$$

При T_e определяемом (2.1) и $1 \leq n_0 \leq 2$ фоторекомбинационные потери существенно преобладают.

Характерное время охлаждения электронов запишем в ви-

$$\text{де: } \tau_{T_e}^{-1} = \frac{z}{3} \frac{Q_{\text{ФР}}}{N_e T_e} \approx 1,5 \cdot 10^{-12} N_e, \text{ с}^{-1}$$

$$\approx \begin{cases} 1,5 \bar{z}^2, \text{ с}^{-1}, & \bar{z} \leq 10 \\ 1,5 \bar{z}^3, \text{ с}^{-1}, & 10 < \bar{z} \leq 30 \end{cases} \quad (2.5)$$

Например $\tau_{T_e} \approx 7 \text{ нс}$ при $\bar{z} = 10$; $\tau_{T_e} \approx 0,9 \text{ нс}$ при $\bar{z} = 20$; $\tau_{T_e} \approx 0,2 \text{ нс}$ при $\bar{z} = 30$.

Как показывают расчеты [2,8] при таких временах охлаждения могут быть достигнуты коэффициенты усиления $\mathcal{K}_{4,3} \sim 0,1 \text{ см}$, что вблизи порога генерации в режиме сверхизлучения на длине $L \sim 1/\mathcal{K}_{\text{гор}} \sim 1 \text{ м}$. Разумеется при этом должна быть обеспечена соответствующая накачка.

Отметим, кроме того, что в разлетающейся плазме радиационное охлаждение существенно эффективнее, чем это следует из оценки (2.5). Дело в том, что оно происходит за более короткие времена ($\tau_{T_e} \sim 1/N_e$) на ранних стадиях разлета, когда плотность плазмы еще превышает предельную для генерации величину (2.3). Дальнейшее же расширение плазмы

приводит к необходимому падению плотности уже достаточно холодных электронов.

В связи с тем, что основной вклад в излучательные потери вносит р-адвационная рекомбинация, обратим внимание на следующее обстоятельство. Если при излучении тормозных квантов электронный газ теряет энергию непосредственно, то при фото-рекомбинации основная часть энергии расходуется из внутренних степеней свободы. Охлаждение же электронов происходит за счет актов ионизации, компенсирующих акты рекомбинации. Таким образом, охлаждение электронов за счет радиационной рекомбинации может быть эффективным только если один из наиболее представленных ионов ионизируется достаточно быстро. В проведенных выше оценках неявно подразумевалось, что радиационные потери имеют место на Li -подобном ионе ($Z_0 = 2$). При этом в соответствии с (2.1) температура электронов достаточно низка, чтобы по отношению к H-подобным ионам плазма была сильно переохлаждена.

Прозрачная и черная плазма. Предположение о свободном выходе энергии тормозного и рекомбинационного излучения справедливо, если для данного слоя плазмы (толщины Δh) мал так называемый "параметр черноты" [13-16] :

$$\alpha \sim 10^{-36} Z^3 N^2 \Delta h / T_e^{7/2} \quad (2.6)$$

Здесь $\Delta h = \delta$ см. Оценим толщину слоя плазмы Δh_{rp} , при которой $\alpha = 1$, т.е. происходит переход от прозрачной к "черной" плазме. С учетом (2.1), (2.3) получаем :

$$\Delta h_{rp} = 0,8 \cdot 10^{-36} T_e^{3/2} / Z^3 N^2 = 5,1 \cdot 10^{-36} Z^4 / N^2 =$$

$$= \begin{cases} 5 \cdot 10^{-8} Z^{-8}, & Z \leq 10 \\ 500 \text{ см} & Z > 10 \end{cases} \quad (2.7)$$

Как и следовало ожидать, если плазма достигает параметров благоприятных для усиления на переходе $4 \rightarrow 3$, то широкополосное излучение выходит из нее беспрепятственно. Надо, однако, отметить, что в начальный период разлета, когда нет эффективного усиления на переходе $4-3$ так как N намного превосходит предельное значение, определяемое формулой (2.3), величина ΔL_{rp} может быть малой. Например, $\Delta h_{rp} = 0,3$ мкм для $Z = 12$ (магний) $N = 4,2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$; 6 мкм для $Z = 20$ (кальций), $N = 2,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$; 4,2 мкм для $Z = 30$ (цинк), $N = 6,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Когда плотность вещества еще близка к твердотельной может даже выполняться условие плененения непрерывного излучения [13,14]

$$(3\alpha)^{1/4} = (3 \Delta h / \Delta h_{rp})^{1/4} \gg 3 \quad (2.10)$$

В этом случае интегральная по спектру интенсивность излучения с единицы поверхности описывается известным законом Стефана-Больцмана

$$I = \sigma T^4, \quad \sigma \approx 10^5 \text{ Вт/см}^2 \text{ эВ}^4 \quad (2.11)$$

О линейчатом излучении. Как известно, в разреженной плазме потери энергии на линейчатое излучение могут быть существенными, особенно, когда основной вклад вносят переходы с $\Delta n = 0$, например, для Be - и Li - подобных ионов (подробнее см. [9], с. 189). Однако в интересующей нас плотной

плазме охлаждение за счет линейчатого излучения менее существенно, т.к. резонансные линии в такой плазме практически всегда реабсорбированы. Это имеет место даже для резонансной линии водородоподобного иона, которая характеризуется малой длиной волны и сравнительно большой (хольцмарковской) шириной (подробнее о реабсорбции линий H-подобных ионов см. [17]). Разумеется, более длинноволновые и сравнительно узкие линии переходов с $\Delta l = 0$ реабсорбированы еще существенней. Реабсорбция приводит к эффективному уменьшению скорости радиационного распада на величину, равную "коэффициенту ускользания" фотона за пределы плазменного объема [18,19,14]. На эту же величину уменьшаются и потери излучения в соответствующей линии*. Кроме того, даже в отсутствие реабсорбции роль переходов с $\Delta l = 0$ в плотной плазме значительно менее существенна, чем в условиях выполнимости корональной модели: при низкой плотности электронов заселенность возбужденного состояния $\propto N_e N_Z$ (см. [9], с. 189), а при высокой плотности $\propto N_Z$ в то время как интенсивность излучения в непрерывном спектре $\propto N_e N_Z$ вплоть до очень больших плотностей. Поэтому выше в оценках мы не рассчитывали на радиационное охлаждение плазмы за счет линейчатого излучения.

*Этот факт не учтен в работе [20], где рассматривалась возможность охлаждения плазмы за счет излучения на переходе $2p-2s$ в Li -подобных ионах.

2.2. Переохлаждение в процессе ионизации.

Рассмотрим плазму, находящуюся под воздействием потока фотонов от внешнего теплового источника* с температурой поверхности T_0 . Излучение, падающее на плазму, имеет планковский спектр, но его интегральная по спектру интенсивность I , вообще говоря, существенно меньше интенсивности $I_0 = \sigma T_0^4$, соответствующей тепловому излучению. Именно уменьшение интегральной интенсивности I по сравнению с планковской I_0 и приводит к образованию переохлажденной плазмы за счет потери энергии на собственное излучение. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Переохлаждение плотной плазмы. Обозначим $I = \delta I_0$, где $\delta < 1$ - коэффициент ослабления интенсивности из-за геометрических факторов. Например, для точки плазменного ступка, находящейся на расстоянии R от центра сферического источника радиуса R_0 , коэффициент $\delta = (R_0/R)^2$.

*Возможность создания активной среды на переходах многозарядных ионов за счет фотонакачки от внешнего источника рассматривалась в работах [2,8,21,22] для рекомбинационной схемы инверсии и в работах [23,24] - для нерекомбинационных схем. Однако механизмы формирования плазмы нужных параметров N_e , N_z , T_e пока подробно не исследовались.

Рассмотрим сначала плазму большой плотности, излучающую по тепловому закону с температурой T . Приравнявая средние по поверхности потоки падающего и собственного излучений получаем

$$\bar{\delta} = (T/T_0)^4 \quad (2.1)$$

где $\bar{\delta}$ - величина, усредненная по поверхности (для плоского слоя $\bar{\delta} = \delta/2$),

Выберем температуру источника такой, чтобы энергия квантов вблизи максимума интенсивности планковского спектра ($\hbar\omega \approx 3T_0$) была примерно равна энергии ионизации водородоподобного иона

$$T_0 = \frac{1}{3} 13,6 Z^2 \quad (2.2)$$

Температуру T выберем в таком диапазоне, чтобы в плазме были наиболее представлены ионы от Li - до H -подобных. В соответствии с (2.1) имеем

$$\frac{1}{32} 13,6(Z-2)^2 \text{ эВ} < T < \frac{1}{8} 13,6 Z^2 \text{ эВ} \quad (2.3)$$

При таком выборе мы исходим из результатов расчетов [2,22], где показано, что сдвиг ионизационного равновесия от Li - к H -подобным ионам осуществляется за счет прямой фотоионизации, если интенсивность I внешнего излучения достаточна для обеспечения больших коэффициентов усиления. Подставляя (2.2) и (2.3) в (2.1) получаем область изменения коэффициента $\bar{\delta}$:

$$10^{-4} < \bar{\delta} < 2 \cdot 10^{-2} \quad (2.4)$$

При этом интенсивность падающего потока будет составлять :

$$I = \bar{\delta} \sigma T_0^4 \approx \bar{\delta} 4 \cdot 10^7 Z^8 \text{ Вт/см}^2 \quad (2.5)$$

Расчеты, проведенные в работах [8,22] (см. также [2]) показывают, что для достижения коэффициента усиления $\mathcal{K}_{43} > 0,1 \text{ см}^{-1}$ (при коэффициенте поглощения $\mathcal{K}_{\text{полг}} \lesssim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) надо обеспечить следующие частоты ионизации $\nu \gtrsim 10^9 \text{ с}^{-1}$ для $Z = 12$; $\nu \gtrsim 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ для $Z = 20$; $\nu \gtrsim 3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ для $Z = 30$. Полагая для среднего по спектру сечения фотоионизации $\bar{\sigma}_{\text{фи}} \approx 1,5 \cdot 10^{-18} Z^{-2} \text{ см}^2$, получаем следующее требование к интенсивности $I \gtrsim 1,5 Z^4 \nu_Z$. Например, $I \gtrsim 3 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ для $Z = 12$; $I \gtrsim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ для $Z = 20$; $I \gtrsim 4 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ для $Z = 30$. Такой интенсивности соответствует величина $\bar{\delta} \approx 4 \cdot 10^{-8} Z^{-4} \nu_Z$, например, $\bar{\delta} = 2 \cdot 10^{-3}$ для $Z = 12$; $\bar{\delta} \approx 10^{-2}$ для $Z = 20, 30$. Таким образом, условие (2.4) совместно с условием достижения большого коэффициента усиления.

О переохлаждении оптически прозрачной плазмы. Как видно из предыдущего рассмотрения, плазма переохлаждена относительно источника ($T < T_0$) только, если $\bar{\delta} < 1$. Это относится, конечно, не только к оптически плотной, но и к оптически прозрачной плазме. Действительно, тепловое излучение не может само по себе привести к неравновесной ситуации: если поместить плазму в "тепловую баню" из фотонов, то она по закону Кирхгофа будет излучать как черное тело. Однако, если интегральная интенсивность излучения I , падающего на плаз-

му, меньше той, которая соответствует температуре его спектра, то внешнее излучение неравновесно. Его спектр смещен в коротковолновую область относительно равновесного спектра для интенсивности $I = \bar{\delta} I_0$. Чем меньше $\bar{\delta}$, тем больше это смещение. При достаточно малых $\bar{\delta} \sim 10^{-2} + 10^{-4}$ и больших $T_0 \approx 13,6 Z^2 / 3$ внешнее излучение преимущественно ионизует среду, т.е. смещает ионизационное равновесие плазмы в сторону более высокой (для имеющейся температуры плазмы) степени ионизации. Это смещение более существенно для плазмы с меньшей плотностью, когда релаксационные процессы протекают медленнее. В квазистационарных условиях ионизация компенсируется рекомбинацией. Если плотность плазмы достаточно велика, то преобладает ударно-излучательная рекомбинация, которая в соответствующих условиях [2,6-8,21,22] приводит к инверсной заселенности уровней.

Как показано в п.2.1 условия генерации выполняются лишь для плазмы с объемными радиационными потерями. К сожалению, для оптически прозрачной плазмы не удается провести простые оценки величины $\bar{\delta}$, аналогичные сделанным выше для плотной плазмы. Заранее можно сказать только, что планковская интенсивность излучения является максимальной [13]. По мере расширения плазма просветляется и радиационные потери падают [15]. Однако при этом заметная часть вводимой энергии преобразуется в энергию разлета плазменного сгустка. Вопрос о том, насколько сохранится существенное переохладение, возникающее в плотной плазме на начальной стадии разлета, необходимо рассматривать на основе численного анализа задач радиационной газодинамики.

III. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

3.1. Уравнения радиационной газодинамики

Задача о радиационном и разлетном охлаждении плазменного сгустка с объемным энерговыделением рассматривается ниже численными методами радиационной газодинамики (РГД). При этом существенно использована методика работ [25-30].

Система уравнений. Анализ задачи проводился на основе системы уравнений одномерной однотемпературной РГД. Система включала уравнения, определяющие динамику разлета плазмы [30]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{du}{dm}, \quad \frac{dx}{dt} = u, \quad \frac{du}{dt} = - \frac{dp}{dm} \quad (3.1a)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\rho \frac{du}{dm} - \frac{dI}{dm} \quad (3.1б)$$

и уравнение переноса излучения

$$\rho \mu \frac{dI_\omega}{dm} = \kappa_\omega (I_\omega^{(0)} - I_\omega) \quad (3.2)$$

Уравнения (3.1) и (3.2) записаны для плоского слоя ($x_0 \leq x \leq x_p(t)$) в лагранжевых (массовых) координатах $t, m = \int_{x_0}^{x_p} \rho(x') dx'$. Дифференцирование по лагранжевym переменным обозначено "прямыми" производными $d/dt, d/dm$. Переход от используемых здесь плоских лагранжевых координат t, m к эйлеровым t, x осуществляется в соответствии с формулами

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}, \quad \frac{d}{dm} = \frac{1}{\rho} \frac{d}{dx} \quad (3.3)$$

В уравнениях (3.1), (3.2) обозначено :

$\rho = m_Z N$ - плотность плазмы (m_Z - масса атома элемента Z , N - плотность числа тяжелых частиц); $U(m)$ - скорость границы плоского слоя с массой m ; $p(\rho, T)$ - давление плазмы; $\mathcal{E}(\rho, T)$ - внутренняя энергия, приходящаяся на единицу массы; $I = \int_0^\omega d\mu \int_\omega(\mu) d\mu$ - полная интенсивность излучения, $I_\omega(\mu)$ - спектральная интенсивность излучения под углом θ к оси координат ($\omega = 2\pi c/\lambda$ - частота излучения, $\mu = \cos \theta$),

$$I_\omega^{(0)} = \frac{c}{4\pi} \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{h\omega/T} - 1}, \quad (3.4)$$

Равновесное (планковское) значение спектральной интенсивности, α_ω - спектральный коэффициент поглощения.

Система (3.1), (3.2) замыкается уравнениями состояния и заданием оптических характеристик среды

$$\rho = \rho(\rho, T), \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}(\rho, T), \quad \alpha_\omega = \alpha_\omega(\rho, T) \quad (3.5)$$

где T - температура плазмы (ионная и электронная температуры равны $T_e = T_i = T$). В конкретных расчетах эти зависимости определялись для равновесного ионизационного состояния плазмы, задаваемого формулами Саха $N_Z = N_Z(\rho, T)$ с учетом условий квазинейтральности $\sum_{Z=0}^Z Z N_Z = N_e$ и нормировки $\sum_{Z=0}^Z N_Z = N = \rho/m_Z$. В начальной стадии, когда плотность близка к твердотельной, использовались расчеты на основе моделей, учитывающих вырождение электронного газа [32, 33]. Коэффициенты поглощения для заданного ионизационного состава вычислялись по формулам Крамерса.

Граничные и начальные условия. Предполагалось, что неподвижный, холодный однородный слой плазмы толщиной l_0 с резкими границами, освещается с одной стороны световым потоком

$I_{\omega} = \delta I_{\omega}^{(0)}$ мгновенно включенным в момент времени $t = 0$. Соответствующие условия имеют вид

$$\rho(t=0, x \leq l_0) = \rho_0, \quad \rho(t=0, x > l_0) = 0$$

$$T(t=0, x) \rightarrow 0, \quad u(t=0, x) \rightarrow 0 \quad (3.6)$$

$$I_{\omega}(t \geq 0, l) = \delta I_{\omega}^{(0)}, \quad I_{\omega}(t \geq 0, -l) = 0$$

$$\rho(t \geq 0, \pm l) = u(t \geq 0, \pm l) = 0$$

Здесь l - расстояние по оси X много большее толщины плазменного слоя на протяжении всего рассматриваемого времени разлета. В представленном ниже варианте численного расчета полагалось: $l_0 = 2,4 \cdot 10^{-3}$ см, $T_0 = 3$ кэВ, $Z = 30$ (цинк), $\rho_0 = 7,1$ г/см³, $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Основные предположения. По-видимому, основными являются предположения: об одномерности разлета; о равенстве электронной и ионной температур; об ионизационном равновесии плазмы. Обсудим их.

Условие одномерности разлета обычно обеспечивается начальной геометрией задачи. Вообще говоря, для приложений [1,2] больший интерес представляет цилиндрическая, а не плоская геометрия. Однако в настоящее время мы располагаем РГД - программой лишь для плоской геометрии. В то же время анализ механизма переохлаждения представляет интерес и для разлета плазменного слоя. Поскольку как радиационное, так и разлетное охлаждение в цилиндрической геометрии эффективнее,

чем в плоской, то вряд ли условия усиления там будут хуже.

Предположение о равенстве электронной и ионной температур в интересующей нас плотной плазме как правило выполняется, однако, даже если бы это было не так, то использование однотемпературного приближения здесь все равно было бы оправданным. Дело в том, что нас интересует плазма, в которой электронов значительно больше, чем ионов $N_e/N \sim Z \gg 1$. Поэтому энергобаланс определяется, в основном, электронами, а вкладом ионов ввиду их малой теплоемкости можно вообще пренебречь.

Предположение о равновесном зарядовом составе плазмы, вообще говоря, неверно. Как уже отмечалось, средний заряд ионов \bar{Z} несколько выше равновесного $\bar{Z}^{(0)}$ за счет непосредственной фотоионизации внешним неравновесным излучением. Однако относительная величина сдвига среднего заряда в наших условиях мала $(\bar{Z} - \bar{Z}^{(0)}) / \bar{Z}^{(0)} \sim 1/Z \ll 1$ (см. расчеты [22]). Это в какой-то мере оправдывает используемое распределение ионов по заряду. Кроме того, с ростом Z радиационное охлаждение становится эффективнее (см. (2.5)), следовательно, если расчеты о несколько заниженных значениях \bar{Z} позволят считать эффективное усиление возможным, то этот вывод сохранится и при точных значениях \bar{Z} .

3.2. О методе численного решения

Осреднение по углу и частоте. Основная трудность решения уравнений РГД состоит в том, что они (в отличие от уравнений обычной газодинамики) являются интегро-дифференциальными. Интегралы берутся по частоте ω и косинусу угла μ . В связи с этим необходимо рассматривать перенос излучения для большого числа спектральных интервалов (групп), внутри которых зависимость χ_ω от ω проявляется слабо. Это приводит к сильному увеличению размерности системы. Например, для десяти спектральных групп и десяти точек по углу для определения поля излучения необходимо решать сто обыкновенных дифференциальных уравнений (3.2) с фиксированными значениями ω и μ . (В то же время гидродинамических уравнений всего четыре). Это большое число уравнений надо, вообще говоря, решать на каждом временном шаге, что сильно увеличивает время счета задачи. Эта трудность существенно смягчается с помощью метода осреднения [25] по углу и частоте. Он состоит в следующем.

Спектр разбивается на K групп, уравнение (3.2) интегрируется по частотным интервалам ω_k, ω_{k+1} ($k = 1, 2, \dots, K$), соответствующим каждой группе, а также по углам с весом I и μ . В результате получается система уравнений квазидиффузии

$$\frac{dI}{dx} + c_k \chi_k^{(0)} U_k = \chi_k^{(0)} \int_{\omega_k}^{\omega_{k+1}} \frac{\hbar \omega^3 d\omega}{2\pi^2 c^2 (e^{\hbar\omega/T} - 1)} \quad (3.7)$$

$$c \frac{d}{dx} \mathcal{G}_k U_k + \chi_k^{(0)} I_k = 0, \quad 1 \leq k \leq K,$$

где $U_K = c^{-1} \int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega(\mu)$ - плотность энергии,
 $I_K = \int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega d\mu$ - полная интенсивность в спектральной интервале $\omega_K, \omega_{K+1}, D_K =$
 $= \frac{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} \int_{-1}^1 \mu^2 I_\omega d\mu}{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} \int_{-1}^1 I_\omega d\mu}$ - коэффициент квазидиффузии для K -й спектральной группы, $\bar{\alpha}_K^{(0)} =$
 $= \frac{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} \alpha_\omega I_\omega^{(0)} d\omega}{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} I_\omega^{(0)} d\omega}$ - усредненный по равновесному спектру коэффициент поглощения. Система

уравнения (3.7) дополняется граничными условиями

$$\left. \frac{I_K}{U_K} \right|_{x=x_0} = C_{K0}, \quad \left. \frac{I_K}{U_K} \right|_{x=x_l} = C_{Kl},$$

где

$$C_{K0} = \frac{c \int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega(x_0, \mu) \mu}{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega}, \quad C_{Kl} = \frac{c \int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega(x_l, \mu) \mu}{\int_{\omega_K}^{\omega_{K+1}} d\omega \int_{-1}^1 d\mu I_\omega}$$

Сокращение числа расчетов достигается тем, что уравнение переноса (3.2) решается один раз на большое число шагов по времени. На основе этого решения определяются величины C_{K0}, C_{Kl}, D_K , которые, будучи средними характеристиками, от времени обычно зависят слабо. На других шагах используется сравнительно простая система уравнений (3.7) с одними и теми же значениями C_{K0}, C_{Kl}, D_K в граничных условиях (3.8).

Отметим, что для учета сильной зависимости групповых коэффициентов от параметров плазмы осреднение проводится

не по планковскому спектру, а по спектру, найденному на предыдущих шагах по времени. Осреднение выполняется в разностной форме [27] .

Общие сведения об алгоритме численного счета. Алгоритм численного решения системы (3.1), (3.2) на каждом временном шаге состоит из трех этапов : а) решение уравнения переноса (3.2) или уравнения (3.7) квазидиффузии излучения; б) совместное решение уравнения энергии (3.1б); в) решение динамических уравнения (3.1а). Для совместного решения уравнения энергии и квазидиффузии излучения использовалась неявная разностная схема [28] . Уравнения газовой динамики аппроксимировались полностью консервативной разностной схемой типа "крест" с квадратичной искусственной вязкостью [31] . Нелинейные разностные уравнения решались методом Ньютона. Число узлов разностной сетки равнялось 13. Уравнение переноса решалось для 7 спектральных групп с граничными энергиями 0; 0,2; 0,5; 1; 2; 3; 5; 12 кэВ.

Для разрешения всей системы разностных уравнений, аппроксимирующих систему (3.1), (3.2) использовались итерационные процедуры между радиационным, тепловым и газодинамическим блоками. В результате выполнения указанных операций на каждом временном шаге определяются параметры T , ρ , u , I по которым из уравнения состояния и условия квазинейтральности определяется плотность электронов и ионный состав N_Z .

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Временные характеристики изменения параметров плазмы

Основные временные интервалы. Анализ результатов расчета (см. рис. 1-8) показал, что в процессе нагрева и разлета вещества можно выделить три наиболее важных этапа : а) нагрев почти неподвижного слоя ($t < 0,1$ нс); б) ускорение плазмы ($0,1 < t \lesssim 1$ нс); в) режим установившегося вынужденного разлета ($t > 1$ нс). Проследим подробнее за поведением плазмы на этих временных интервалах.

За время $t < 0,1$ нс плазма не успевает заметно расширяться : основная масса вещества неподвижна (рис. 1), плотность плазмы почти постоянна (рис. 2). В то же время температура и давление возрастают (рис. 2). Давление начинает увеличиваться сразу, поскольку сразу растет плотность числа частиц ($N + N_e$). Температура начинает расти с некоторым запаздыванием, поскольку сначала основная энергия идет на ионизацию вещества.

Разлет устанавливается при $0,1 \text{ нс} < t \lesssim 1$ нс. На этом интервале плотность и давление падают, но температура продолжает расти по-прежнему интенсивно (рис. 2), т.к. энергетический баланс еще не установился (см. ниже). Границы плазмы движутся с ускорением (рис. 3).

При $t > 1-3$ нс разлет устанавливается : стабилизируется температура, падает ускорение (рис. 2,3).

Энергетический баланс плазмы. Вклад различных каналов ввода и оттока энергии иллюстрирует рис. 4. Здесь изображена зависимость от времени удельной мощности $Q_{\text{вв}} = \text{div} \vec{I} = \partial I / \partial x$ притока тепла за счет лучистой энергии, а также поведение удельной мощности $Q_p = p \text{div} \vec{u} = p \partial u / \partial x$ оттока тепла за счет работы силы давления, затраченной на изменение объема, занимаемого плазмой.

В начальной стадии ($t \leq 0,1$ нс) происходит накопление тепла за счет притока лучистой энергии от внешнего источника. При этом, несмотря на то, что плазма в целом почти неподвижна Q_p для различных участков отлично от нуля. Дело в том, что периферийные слои вещества ($x=0, x=l$) сразу получают импульс в направлении расширения ($Q_p > 0$ для $x = 0, l$). Поэтому от краев в центр бежит волна сжатия (в ней $Q_p < 0$, а плотность вещества за счет вырождения электронов возрастает незначительно - от $7,1$ до $7,4$ г/см³). Разлет охватывает всю плазму при $t \approx 0,1$ нс, когда волна доходит до центра слоя ($x = l/2$), где сжатие сменяется расширением (при этом меняется знак у Q_p для $x = l/2$).

Приток лучистой энергии в единицу объема при $t \geq 0,1$ нс начинает падать. Это связано не только с уменьшением плотности среды и, соответственно, падением коэффициента поглощения. К этому времени плазма как бы насыщается лучистой энергией, а именно: поглощаемая в среде энергия тут же излучается средой. Разумеется, излучаемая энергия соответствует другому (более мягкому) спектральному диапазону по сравнению с энергией, поступающей от источника, но интегральные

по спектру значения поглощенной и излученной энергии близка друг к другу. Сказанное иллюстрирует рис. 5, на котором изображена зависимость от времени доли лучистой энергии

$$\xi = [I(x=x_0) - I(x=x_f)] / I(x=x_0) \quad \text{поглощенной во всем плазменном слое. Видно, что } \xi \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ при } t \approx 1 \text{ нс и продолжает падать. Ввиду того, что почти вся поглощенная в среде энергия переизлучается, температура растет незначительно (Рис. 2).}$$

Установившийся разлет. Поведение параметров плазмы на стадии вполне установившегося вынужденного разлета ($t = 5 + 40$ нс) иллюстрируют рис. 1-8. За это время плазма расширяется от $l = 0,6$ см при $t = 5$ нс до $l \approx 7$ см при $t = 40$ нс (рис. 1). Соответственно плотность (рис. 6) в центре падает от $\rho \approx \rho_0 = 7,1$ г/см³ ($N_0 = 6,5 \cdot 10^{22}$ см⁻³) до $\rho \approx 0,6$ г/см³ ($N \approx 6 \cdot 10^{21}$ см⁻³). Зависимость скорости разлета слоя от его координаты $|x|$ линейная (рис. 7), при этом скорость разлета периферийных слоев медленно растет от $u = 8 \cdot 10^7$ см/с до $u = 10^8$ см/с. Температура плазмы (рис. 8) почти постоянна по сечению сгустка от $T \approx 430$ эВ в центре и при $x=x_0$ до $T \approx 400$ эВ при $x=x_f$.

4.2. Оценки на основе усредненной модели.

Проведем оценки в духе работ [10, 11] для некоторых средних величин по поперечному сечению плазменного слоя.

Начальная стадия. При нагреве почти неподвижного слоя в начальные моменты времени можно пренебречь потерями на излучение и разгон плазмы. Тогда внутренняя энергия плазмы ли-

нейно растет $E_{ВН} = \bar{Q}_{УЗЛ} \cdot t$, где $\bar{Q}_{УЗЛ} = \xi I / \ell_0$ - средняя энергия, выделяемая в единице объема, ξ - доля лучистой энергии, поглощенной в плазме (см. рис. 5). Для внутренней энергии плазмы используем следующее приближенное выражение [10]:

$$E_{ВН} = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{25\sqrt{2}}{3n_0} N_0 T_e^{3/2} \Delta_{ж/см^3} \quad (4.1)$$

где n_0 - главное квантовое число оболочки наиболее представленного иона. Отсюда, полагая $\bar{Q}_{УЗЛ} = \xi \delta \sigma T_0^4 / \ell_0 \approx 9,4 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^3$ ($\xi \approx 0,14$, $\delta \approx 2 \cdot 10^{-3}$, $T_0 = 3 \text{ кВ}$, $\ell_0 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$), $E_{ВН} = 6,1 \cdot 10^4 T_e^{3/2} \Delta_{ж/см^3}$ ($n_0 = 2$, $N_0 = 6,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) получаем

$$T_e = (1,6 \cdot 10^{13} t)^{2/3} \quad (4.2)$$

где t - в секундах.

График зависимости (4.2) представлен на рис. 9. Видно, что эта зависимость качественно верно описывает ситуацию при $t < 0,5 \text{ нс}$. В последующие моменты времени даже при грубых оценках нельзя пренебрегать излучательными потерями и движением плазмы.

Ввод энергии в плазму уравнивается радиационными потерями на ранних стадиях разлета. Полагая, что это происходит, когда плазму можно считать черным телом, получаем оценку установившейся температуры.

$$T_e = T_0 (\xi \delta / 2)^{1/4} \approx 330 \text{ эВ} \quad (4.3)$$

На самом деле установившаяся температура оказывается несколько выше ($T \approx 420 \text{ эВ}$). Это обусловлено просветлением

плазмы, и уменьшенном вследствие этого радиационных потерь.

Установившийся режим. Рассмотрим уравнения (3.1) усредненные по толщине слоя (см. формулы (10) в работе [10]) :

$$\begin{aligned} \tilde{m}_0 &= m_z N \ell, \quad du/dt = p/\tilde{m}_0, \\ \frac{d}{dt} (\tilde{m}_0 u^2/2 + E_{\text{вн}} \ell) &= \xi I \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь $u = \dot{\ell}$, $E_{\text{вн}}$ определяется (4.1), давление связано с внутренней энергией простой оценочной формулой $p \approx E_{\text{вн}}/4$.

Несмотря на практически полное переизлучение энергии ($\xi \rightarrow 0$) в (4.4) нельзя полагать $\xi I = 0$. Это приводит в результате решения (4.4) к установившемуся режиму с постоянной скоростью разлета $u = (2 E_{\text{вн}} \ell / \tilde{m}_0)^{1/2}$ и бесконечно падающей температурой $T \rightarrow 0$. Такое решение качественно отличается от результатов численного счета.

Медленный рост параметров плазмы обусловлен тем, что подвод энергии все время имеет место, хотя его интенсивность падает. Доля лучистой энергии остающейся в среде ξ , как видно из рис.5, падает примерно обратно пропорционально времени (среда насыщается излучением). Если аппроксимировать падение вводимой энергии степенной зависимостью

$$\xi \propto t^{-1+\alpha} \quad (4.5a)$$

то решая (4.4), получим (см. формулы (17), (18) в [10]) :

$$u \propto t^{\alpha/2}, \quad E_{\text{вн}} \propto t^{\alpha}, \quad T \propto t^{2\alpha/3} \quad (4.5b)$$

При $\alpha \ll 1$ зависимость параметров u , $E_{\text{вн}}$, p , T от времени в установившемся режиме становится очень медленной, что согласуется с результатами численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. КЭ, 1981, т.8, 1621.
2. Бойко В.А., Бункин Ф.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Известия АН СССР, 1983, №10.
3. Бойко В.А., Бринеткин Б.А., Бункин Ф.В., Держиев В.И., Корнейчук В.И., Пикуз С.А., Скобелев И.Ю., Шилов К.А., Фаенов А.Я., Федосимов А.И., Яковленко С.И., КЭ, 1983, т.10, с.1286.
4. Бойко В.А., Бринеткин Б.А., Бункин Ф.В., Держиев В.И., Дячки В.М., Дуванов Б.Н., Лысов В.Д., Скобелев И.Ю., Сулаквелидзе В.С., Фаенов А.Я., Федосимов А.И., Яковленко С.И. КЭ, 1983, т. 10, с. 901.
5. Бункин Ф.В., Быстрицкий В.М., Держиев В.И., Диденко А.Н., Коробкин В.В., Красик Я.Е., Петрущенко Г.Ю., Сулакшин С.С., Яковленко С.И. КЭ, 1983, т.10, с.1063.
6. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
7. Яковленко С.И. В сб. "Физика плазмы", т.3, с.57, Итоги науки и техники (ВИНИТИ АН СССР), М., 1982.
8. Боровский А.В., Держиев В.И., Яковленко С.И., Препринт ФИАН, № 2, 1983.
9. Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В.С., Яковленко С.И. В сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М.А.Леонтовича и Б.Б.Кадошцева, т.12, с.156, 1982.
10. Держиев В.И., Марченко В.С., Яковленко С.И. ИФЖ, 1981, т.40, с.402.

11. Держнев В.И., Марченко В.С., Яковленко С.И. Письма в ЖТФ, 1980, т.6, с.605; ИЖ, 1981, т.40, с.847.
12. Коган В.И. ДАН СССР, 1959, т.126, с.702; В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций" под ред. М.А.Леонтовича, т.3, М., Изд-во АН СССР, 1958, с.99.
13. Бабиков В.В., Коган В.И. В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", под ред. М.А.Леонтовича, т.3, М., Изд-во АН СССР, 1958, с.86.
14. Абрамов В.А., Коган В.И., Лисица В.С. В сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М.А.Леонтовича и Б.Б.Кадомова т.12, с.114, 1982.
15. Жидков А.Г., Марченко В.С. Препринт ИАЭ - 3389/6, 1981, Физика плазмы, 1983, т.
16. Жидков А.Г. Автореферат канд. дис. ИАЭ, 1981.
17. Боровский А.В., Бункин Ф.В., Держнев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Препринт ФИАН № 189, 1983.
18. Holstein T. Phys.Rev., 1947, v.7 2, p. 1212; 1951, v.52, p.1159.
19. Биберман Л.М., ЖТФ, 1947, т.17, с.416; ДАН СССР, Серия физическая, 1948. т.9, с.659.
20. Кононов Э.Я., Кошелев К.Н. КЭ, 1974, т.1, с.2411.
21. Бункин Ф.В., Держнев В.И., Яковленко С.И. КЭ, 1981, т.8, с.1606.
22. Боровский А.В., Бункин Ф.В., Держнев В.И., Калинин Ф.В., Коробкин В.В., Яковленко С.И. Препринт ФИАН №161, 1982.
23. Hagelstein P.L. Ph.D. Thesis, Lawrence Livermore National Laboratory, UCRL-53100, Jan. 1981.

24. Виноградов А.В., Чпчков Б.Н., Юков Е.А. КЭ, 1983, т.10, с.1582.
25. Гольдин В.Я. ЖЭМ и МФ, 1964, т.4, с.1078.
26. Гольдин В.Я., Четверушкин Б.Н. ДАН СССР, 1970, т.195, с.1290.
27. Гольдин В.Я., Четверушкин Б.Н. ЖЭМ и МФ, 1972, т.12, с.990.
28. Куликов Ю.Н., Четверушкин Б.Н. ЖЭМ и МФ, 1973, т.13, с.136.
29. Четверушкин Б.Н. Препринт ИИМ №14, Москва, 1978.
30. Самарский А.А. Теория разностных схем. М., Наука, 1974.
31. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М., Наука, 1975.
32. Калиткин Н.Н., Царева Л.С. ЖЭМ и МФ, 1971, т.11, с.782.
33. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. Физика плазмы, 1976, с.858.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1. Зависимость координат границы слоя от времени. В начальный момент $I = 0$, $I_{\ell} = 2,4 \cdot 10^{-3}$ см.
- Рис. 2. Зависимость плотности (ρ), температуры (T) и давления (p) как функция времени для границ сгустка. Обозначения: $x = 0$ - верхняя граница (со стороны падающего потока), $x = \ell$ - нижняя граница.
- Рис. 3. Зависимость скорости границ слоя от времени.
- Рис. 4. Вклад работы сил давления $Q_p = p \partial u / \partial x$ и радиационного переноса $Q_{изл} = \partial I / \partial x$ в баланс энергии в сгустке. Индексом $x = 0, \ell, \ell/2$ помечены соответственно верхняя и нижняя границы, а также середина слоя.
- Рис. 5. Доля $\xi = (I(x = x_0) - I(x = x_{\ell})) / I(x = x_0)$ внешнего потока излучения, поглощенной в среде.
- Рис. 6. Распределение плотности по слою в различные моменты времени.
- Рис. 7. Распределение скорости по координате в сгустке для различных моментов времени.
- Рис. 8. Профиль температуры в плазменном слое в различные моменты времени.
- Рис. 9. Сравнение временного хода температуры верхней и нижней границы слоя, полученной в результате численных расчетов с результатами усредненной модели (4.1), $T \sim t^{2/3}$ (пунктирная кривая).

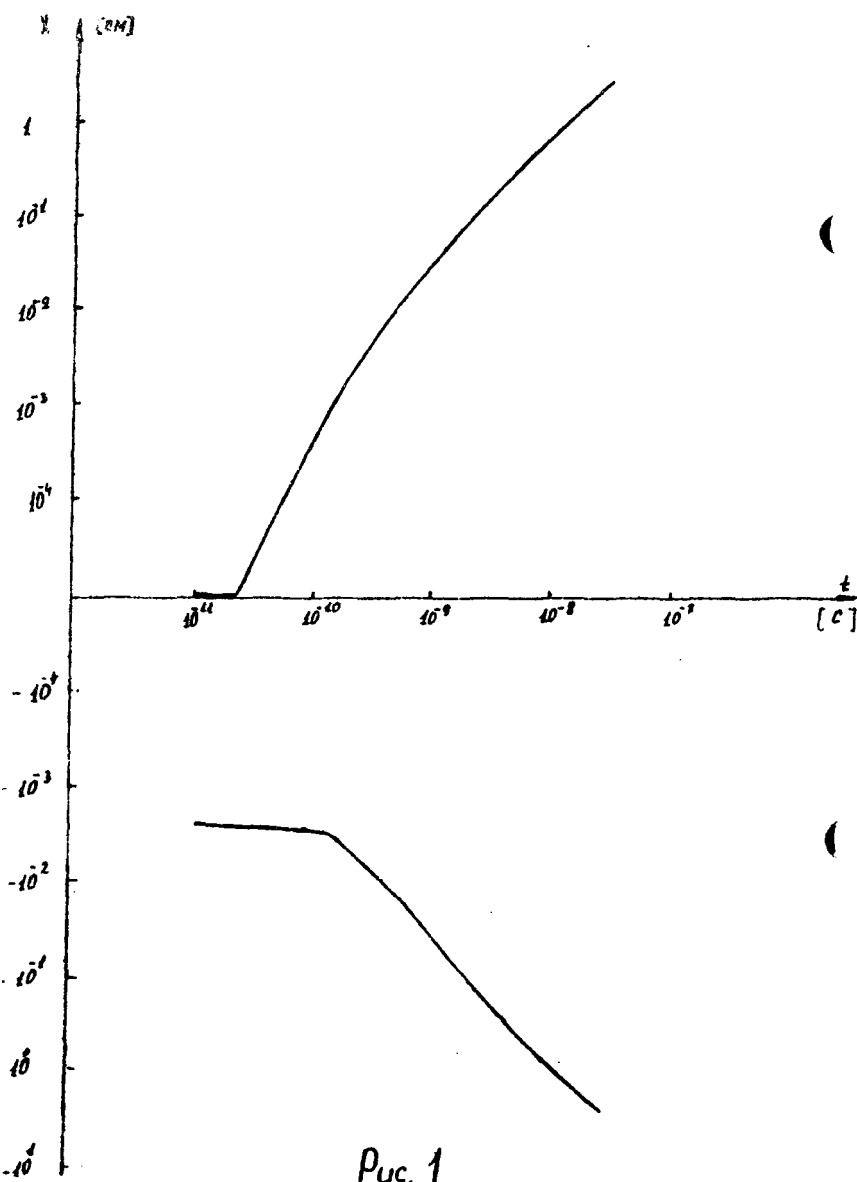


Рис. 1

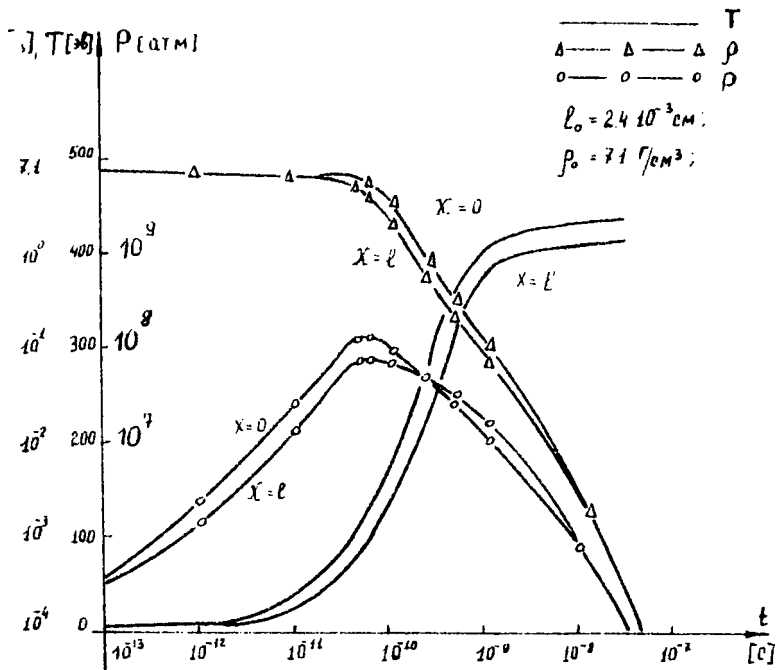


Рис. 2

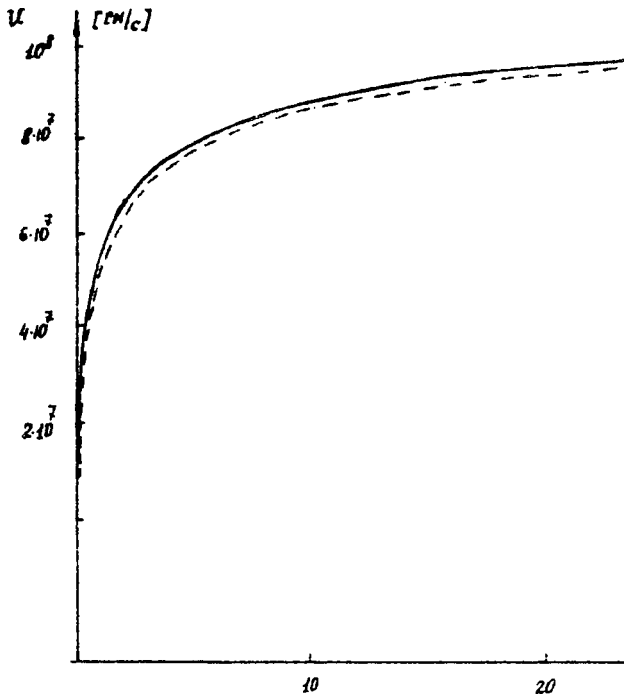


Рис. 3

