

**ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО ГАЗУ  
НАВСТРЕЧУ ПОТОКУ СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛОСКОЙ  
ДОЗВУКОВОЙ РАДИАЦИОННОЙ ВОЛНЫ*****В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов****(Москва)*

Исследуется процесс распространения в газе плоской волны нагрева и ионизации, поддерживаемой интенсивным потоком монохроматического излучения оптического диапазона и распространяющейся навстречу ему, благодаря переносу энергии излучением сплошного спектра.

В рассматриваемом диапазоне плотностей потока излучения осуществляется режим, в котором расширяющийся горячий слой генерирует ударную волну, прозрачную для падающего излучения. Радиационная волна является дозвуковой. Давление в пределах горячего слоя оказывается выровненным, что позволяет для определения его параметров рассматривать систему уравнений энергии, переноса монохроматического излучения источника и уравнений переноса излучения для различных частот и направлений. Детально учитывался истинный спектральный состав и распределение излучения, использовались подробные таблицы термодинамических и оптических свойств.

Приводятся результаты численных расчетов для воздуха и некоторые подробности применявшегося метода осреднения уравнений переноса, который оказался для данной радиационно-газодинамической задачи эффективным и позволил значительно сократить объем вычислений.

1. Мощные источники монохроматического излучения оптического диапазона широко используются для нагрева газов до высоких температур. Помимо цели достижения термоядерных температур порядка  $1-10$  кэВ [1], для чего требуются очень высокие плотности потока излучения, ставятся задачи разогрева плазмы до более низких температур, таких как  $1-10$  эВ, которые встречаются в разнообразных задачах техники. Получение плазмы с указанными температурами в лабораторных условиях позволяет поставить ряд физических и газодинамических исследований, в частности по определению оптических и термодинамических свойств газов. Особый интерес представляет определение таких свойств для плотной плазмы. Кроме того, нагретый газ интенсивно излучает, причем длинноволновая часть этого излучения безвозвратно теряется из плазменного «облака». Это позволяет создать мощные источники излучения сплошного спектра.

Возникает вопрос о связи достигнутой температуры с плотностью потока падающего на плазменный объем излучения, о распределении температуры и плотности внутри этого объема, о величинах потоков и спектре излучения, рожденного в плазме и выходящего за пределы горячего объема, т. е. возникает вопрос о характеристиках «оптического плазмотрона».

Достижение высоких плотностей в плазме облегчается в том случае, когда плазменное облако окружено достаточно плотным газом, сдерживающим разлет («плазмотрон высокого давления»). Наиболее простые условия для проведения физических исследований, а также для теоретического предсказания параметров и последующего сопоставления с экспериментом соблюдаются в том случае, когда движение и перенос энергии происходят плоским образом. В данной работе рассматривается плоский случай.

Предположим, что в газе первоначально создан плоский ионизованный слой, способный интенсивно поглощать оптическое излучение внешнего источника. Рассмотрим эволюцию параметров в этом слое.

Один из способов создания такого слоя — воздействие излучения на поверхность твердой мишени, помещенной в газ. После некоторого интервала задержки, связанного с отводом тепла в глубь поверхности, начинается интенсивное испарение, и если плотность потока излучения превышает некоторую критическую величину, то в слое паров возникает «вспышка поглощения» [2-4]; испарение прекращается, так как излучение практически полностью поглощается в образовавшемся ионизованном слое.

В условиях, когда разлет паров сдерживается газообразной средой, поглощающий слой быстро разогревается, начинает интенсивно излучать и прогревает слои газа у границы раздела с парами. В дальнейшем процесс развивается в окружающем мишень газе. Расчеты по методике [2-4] для рассматриваемого здесь диапазона плотностей потока приводят к сравнительно небольшим временам развития поглощающего слоя. Так, для плотности потока порядка  $10 \text{ Мвт/см}^2$  и алюминиевой мишени это время  $\sim 15 \text{ мксек}$ . Время вспышки может быть еще более сокращено применением кратковременного импульса иницирующего излучения. Поскольку время экранировки согласно [2-4] быстро понижается с увеличением плотности потока, то энергия «поджигающего импульса» может быть весьма небольшой. Имея в виду указанный способ иницирования, будем предполагать, что ионизованный слой паров расположен над неподвижной плоской поверхностью.

При достаточно высокой температуре основная часть излучения, испускаемого плазмой, лежит в ультрафиолетовом диапазоне, причем значительная доля этого излучения принадлежит квантам с энергией, большей, чем первый потенциал ионизации. Такое излучение застревает в холодных слоях газа, прилегающих к плазменному облаку, вызывая их разогрев. Последние в свою очередь начинают интенсивно поглощать оптическое излучение источника, быстро разогреваются до температур, близких к максимальной, сами начинают интенсивно излучать, прогревая следующие слои и т. д. По холодному газу навстречу потоку внешнего излучения начинает двигаться волна поглощения и нагрева, за фронтом которой газ имеет высокие температуры и интенсивно излучает. Величины потоков излучения сплошного спектра имеют порядок величины потока излучения источника — возникает радиационная волна (РВ).

Эффект распространения РВ рассматривался в [5, 6]. Были даны оценки параметров РВ, распространяющихся навстречу потоку внешнего излучения очень большой интенсивности (плотности потока  $\sim 10^5 \text{ Мвт/см}^2$  и выше), приводящих первоначально к пробою холодного воздуха. Температуры в таких волнах  $\sim 50\text{--}100 \text{ эв}$ , скорости  $\sim 100 \text{ км/сек}$  и более. Такие РВ оказываются сверхзвуковыми и являются альтернативой детонационным волнам [5-7].

В [8-12] рассмотрен противоположный предельный случай очень медленного подвода энергии в плазменное облако. При небольшом диаметре луча давление успевает выровняться и стать равным окружающему атмосферному давлению. В таких условиях существенную роль играют не только процессы бокового расширения плазменного столба, но и потери энергии через его боковую поверхность. В оценках скорости распространения искры учитывается существенная роль молекулярной и электронной теплопроводности. Скорости распространения оказываются равными нескольким  $\text{м/сек}$ .

В рассматриваемом здесь плоском случае расширение нагреваемого слоя, в котором происходит выделение энергии излучения, приводит к

выталкиванию лежащих над ним более холодных и прозрачных слоев газа со скоростями  $\sim 1-5$  км/сек при плотностях потока  $1-100$  Мвт/см<sup>2</sup>. По газу навстречу световому лучу распространяется ударная волна (УВ), давление за которой (в том числе и в зоне энерговыделения) может существенно превышать атмосферное. Амплитуда УВ не слишком велика и нагрев газа за фронтом УВ не очень значителен — газ остается прозрачным. Тогда излучение источника практически без поглощения доходит до границы плазменного облака (фронта РВ), которая, как будет показано ниже, при плотностях потока внешнего монохроматического излучения ниже некоторой предельной отстает от фронта УВ — остается дозвуковой.

Анализу распространения такой дозвуковой РВ посвящена данная работа. Рассмотрение ведется с помощью численных методов. Решение нестационарных газодинамических задач с учетом переноса излучения сплошного спектра, распространяющегося в различных направлениях с различными энергиями квантов, даже в условиях одномерной геометрии сопряжено со значительными трудностями прежде всего технического характера. Попытки непосредственного численного интегрирования системы уравнений радиационной газовой динамики (РГД) с условием соблюдения достаточно полного учета спектральных и угловых характеристик излучения вступают в конфликт с возможностями современной электронно-вычислительной техники.

В связи с этим используется метод осреднения уравнения переноса излучения по углам и по частотам. Эффективность осреднения по углам, применявшегося ранее в [13-15], для случая плоской геометрии основана на том, что средний косинус может изменяться в сравнительно узких пределах. Существенно большие трудности вызывает учет истинного спектрального состава излучения из-за сложной зависимости спектральных коэффициентов поглощения от частоты. Использование многогруппового приближения [13-15] при достаточно точном учете спектрального состава может потребовать слишком большого числа групп. Здесь используется осреднение по истинному спектру для небольшого числа групп [16]. Недавно аналогичные идеи были высказаны в [17]. Поскольку метод осреднения [16] в данной задаче оказался эффективным, то здесь излагаются сведения о накопленном опыте его применения, который может быть использован при решении других задач РГД.

Система уравнений, описывающих движение газа с подводом и отводом энергии в одномерном плоском случае, имеет вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0$$

$$(1.2) \quad \frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial x}{\partial m} = v$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial h}{\partial t} - v \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial m} = 0$$

$$(1.4) \quad h = pv\gamma / (\gamma - 1), \quad \gamma = \gamma(h, p), \quad T = T(h, p)$$

Здесь  $t$  — время,  $x$  — эйлерова координата,  $m$  — лагранжева массовая координата,  $u$  — скорость,  $v$  — удельный объем ( $v = 1/\rho$ , где  $\rho$  — плотность),  $p$  — давление,  $h$  — удельная энтальпия,  $\gamma$  — эффективный показатель адиабаты,  $T$  — температура.

Будем считать, что энергия переносится лишь излучением, причем как излучением внешнего источника, так и «собственным» излучением (рожденным в горячем газе), и поэтому

$$(1.5) \quad q = q_l + q_r$$

где  $q_l$  — плотность потока излучения от источника и  $q_r$  — плотность потока собственного излучения.

Уравнение переноса излучения имеет вид

$$(1.6) \quad \mu \frac{\partial I_\epsilon}{\partial m} = -\kappa_\epsilon (I_\epsilon - B_\epsilon), \quad \mu = \cos \theta$$

Здесь  $I_\epsilon$  — спектральная интенсивность излучения,  $\theta$  — угол между направлением распространения излучения и осью  $x$ ,  $\kappa_\epsilon$  — массовый спектральный коэффициент поглощения излучения,  $\epsilon$  — энергия квантов,  $B_\epsilon$  — планковская функция, определяемая соотношением

$$(1.7) \quad B_\epsilon = \frac{15}{\pi^4} \frac{\sigma \epsilon^3}{\exp(\epsilon/T) - 1}$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана. Зависимости

$$(1.8) \quad \kappa_\epsilon = \kappa(\epsilon, h, p)$$

характеризующие оптические свойства газов в рассматриваемом диапазоне изменения параметров, обычно задаются в табличном виде.

Считается, что излучение источника направлено вдоль оси  $x$ , причем для определенности в ее отрицательном направлении

$$(1.9) \quad \frac{\partial q_l}{\partial m} = \kappa_l q_l$$

Здесь  $\kappa_l$  — массовый коэффициент поглощения излучения источника  $\kappa_l = \kappa_\epsilon(\epsilon_l)$ , где  $\epsilon_l$  — энергия квантов источника.

В дальнейшем будут использоваться интегральные характеристики излучения сплошного спектра по углам и по спектру

$$(1.10) \quad U_\epsilon^\pm = \int_{\mu_{1\pm}}^{\mu_{2\pm}} I_\epsilon d\mu, \quad q_\epsilon^\pm = 2 \int_{\mu_{1\pm}}^{\mu_{2\pm}} I_\epsilon \mu d\mu$$

$$\mu_1^+ = 0, \quad \mu_2^+ = 1, \quad \mu_1^- = -1, \quad \mu_2^- = 0$$

$$(1.11) \quad U_i^\pm = \int_{\epsilon_1^i}^{\epsilon_2^i} U_\epsilon^\pm d\epsilon, \quad q_i^\pm = \int_{\epsilon_1^i}^{\epsilon_2^i} q_\epsilon^\pm d\epsilon$$

В последующем для удобства опустим индексы плюс и минус у величин предельных косинусов  $\mu_1^\pm$  и  $\mu_2^\pm$  и индекс  $i$  у пределов групп  $\epsilon_1^i$  и  $\epsilon_2^i$ .

Имеем

$$(1.12) \quad q_r = \sum_i (q_i^+ + q_i^-)$$

2. Излучение сплошного спектра в каждой точке можно охарактеризовать спектральной диаграммой направленности  $\psi_\epsilon^\pm$  и спектральным средним косинусом  $c_\epsilon^\pm$

$$(2.1) \quad \psi_\epsilon^\pm = I_\epsilon / U_\epsilon^\pm, \quad c_\epsilon^\pm = \int_{\mu_1}^{\mu_2} \mu \psi_\epsilon^\pm d\mu$$

а также спектром излучения  $(\varphi_\epsilon^\pm)_i$  в каждой группе, групповым односторонним средним косинусом  $c_i^\pm$  и групповым односторонним средним коэф-

коэффициентом поглощения  $\langle \kappa \rangle_{i^\pm}$

$$(2.2) \quad (\varphi_\varepsilon)_{i^\pm} = U_\varepsilon / U_{i^\pm}$$

$$(2.3) \quad c_{i^\pm} = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} c_\varepsilon (\varphi_\varepsilon)_{i^\pm} d\varepsilon$$

$$(2.4) \quad \langle \kappa \rangle_{i^\pm} = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \kappa_\varepsilon (\varphi_\varepsilon)_{i^\pm} d\varepsilon$$

В том случае, когда спектр излучения близок к планковскому

$$(2.5) \quad (\varphi_\varepsilon)_{i^p} = B_\varepsilon / B_i, \quad B_i = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} B_\varepsilon d\varepsilon$$

коэффициент поглощения  $\langle \kappa \rangle_{i^\pm}$ , осредненный по истинному спектру, близок к групповому планковскому среднему коэффициенту поглощения  $\kappa_{i^p}$ , определяемому следующим образом:

$$(2.6) \quad \kappa_{i^p} = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \kappa_\varepsilon (\varphi_\varepsilon)_{i^p} d\varepsilon$$

Таблицы группового планковского коэффициента поглощения  $\kappa_{i^p}$  и функции  $B_i(T)$  могут быть составлены до решения задачи.

Проинтегрировав уравнение переноса (1.6) по  $\mu$  и  $\varepsilon$ , получаем [16]

$$(2.7) \quad \frac{\partial q_{i^\pm}}{\partial t} = - \frac{\xi_{i^\pm}}{c_{i^\pm}} (\kappa_i^\circ)^\pm q_{i^\pm} + 2\kappa_{i^p} B_i$$

$$(2.8) \quad \xi_{i^\pm} = \langle \kappa \rangle_{i^\pm} / \kappa_i^\circ, \quad (\kappa_i^\circ)^\pm = \kappa_i^\circ(h, p)$$

где  $\xi_{i^\pm}$  — коэффициент «искажения», а  $\kappa_i^\circ$  — «опорный» коэффициент поглощения, осредненный, например, по планковскому или по некоторому стандартному спектру. Для удобства в правых частях (2.8) и в дальнейшем опущены индексы плюс и минус у  $\kappa_i^\circ$ . Заметим, что определение  $\kappa_i^\circ$  может быть разным в различных областях задачи.

Непосредственное решение нестационарных задач с использованием полной системы уравнений РГД, т. е. интегрированием уравнения переноса (1.6) на каждом временном шаге, при достаточно большом числе точек по  $\varepsilon$  и  $\mu$  практически невозможно.

Однако во многих случаях в этом нет необходимости. Обычно средние характеристики поля излучения изменяются медленнее, чем диаграмма направленности и спектр излучения в отдельных точках по  $\mu$  и  $\varepsilon$ . Поэтому можно газодинамическую задачу решать с использованием осредненных уравнений переноса, например в виде (2.7), (2.8), а решение (1.6) проводить реже — в некоторые моменты времени (в моменты «осреднения») — с целью определения спектральных и угловых характеристик излучения, если они представляют самостоятельный интерес, и для нахождения коэффициентов  $\xi_{i^\pm}$ ,  $c_{i^\pm}$  в осредненных уравнениях (2.7).

Трудности при конкретной реализации метода осреднения вызваны тем, что средние коэффициенты являются функциями двух переменных ( $m$  и  $t$ ), в то время как в моменты осреднения они известны как функции одной переменной. В [16] временную зависимость предложено определять путем пересчета.



Зависимость  $\xi_i^\pm(m, t)$ , например, можно представить в виде  $\xi_i^\pm(\omega_i^\pm, t)$ , где  $\omega_i^\pm(m, t)$  — некоторая новая переменная, которая выбирается таким образом, чтобы зависимость от времени  $t$  была бы возможно более слабой. Если удачно выбрать  $\kappa_i^\circ$  и «главную переменную»  $\omega_i^\pm$ , то изменение  $\xi_i^\pm$  во времени при  $\omega_i^\pm = \text{const}$  будет незначительным и осреднение можно проводить достаточно редко. Выбор  $\kappa_i^\circ$  и  $\omega_i^\pm$  неоднозначен. Окончательное решение должно производиться на основании предварительного анализа конкретной задачи и может быть скорректировано в ходе проведения расчетов.

Это верно и относительно выбора числа групп. Чрезмерное увеличение числа групп увеличивает объем хранимой информации, объем расчетов по осредненным уравнениям переноса и приводит в пределе к решению спектральной задачи на каждом временном слое. Должно существовать также и ограничение снизу на число групп, которое позволяет учесть специфику задачи, правильно передать ее качественные стороны.

3. Рассмотрим расширение газа, в котором происходит выделение энергии излучения источника и ее перераспределение, благодаря переносу излучения сплошного спектра. Пусть скорость звука в горячем газе велика, а расширение границы плазменного облака происходит достаточно медленно. Тогда за время подвода энергии звуковые возмущения успевают многократно распространиться по горячему объему, приводя к выравниванию давления в нем, т. е. в горячей области можно положить

$$(3.1) \quad \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad p = p^\circ(t)$$

Это позволяет избежать учета высокочастотных возмущений давления (акустических колебаний), которые, как показывают прямые численные расчеты, быстро распространяются по нагретому слою, не изменяя среднего давления и других характеристик РВ. Амплитуда и положение этих возмущений в известной мере случайны и точный учет их не является необходимым.

В дальнейшем будем решать задачу в предположении (3.1). Поясним метод решения задачи.

Пусть задано давление  $p^\circ(t)$ . Тогда система, в которой отброшены уравнения (1.1), (1.2), позволяет решить задачу о переносе энергии излучением и найти  $h(m, t)$  и  $v(m, t)$ . По уравнениям (1.2) находятся эйлерова координата  $x(m, t)$  и скорости  $u(m, t)$  всех частиц, в том числе и границы горячего объема, т. е. скорость «поршня»  $u^\circ(t)$ . Решая сравнительно простую задачу о движении холодных слоев под действием такого поршня с учетом возможного перепада давления и движения УВ, т. е. с использованием (1.1), но без учета энерговыделения в этих прозрачных слоях, находим величину давления всюду, в том числе и на поршне и, следовательно, в горячей области. Решения внешней и внутренней задач должны быть согласованы между собой.

В случае, когда внешний поток излучения и давление являются неизменными во времени, скорость  $u^\circ$  газа на границе поглощающего слоя — на фронте РВ — также не меняется. Тогда скорость холодного и прозрачного для излучения источника газа постоянна вплоть до фронта УВ, который движется с постоянными скоростью  $u$  и давлением на фронте  $p_s$  ( $u^\circ = u_s$  и  $p^\circ = p_s$ ). Если УВ сильная, получаем

$$(3.2) \quad p^\circ = A(\gamma, \gamma_s) q_0^{2/3} \delta^{1/3}, \quad u^\circ = B(\gamma, \gamma_s) q_0^{1/3} \delta^{-1/3}$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты в горячем слое,  $\gamma_s$  — в холодном слое за фронтом УВ,  $\delta$  — плотность газа перед фронтом, отнесенная к нормаль-

ной плотности  $\rho_0$  воздуха,  $q_0$  определяется соотношением

$$(3.3) \quad q_0 = q_i^\circ + q_r^\circ$$

Здесь  $q_i^\circ$  — плотность потока внешнего излучения, падающего на фронт РВ,  $q_r^\circ$  — плотность потока собственного излучения (сплошного спектра), уходящего с фронта.

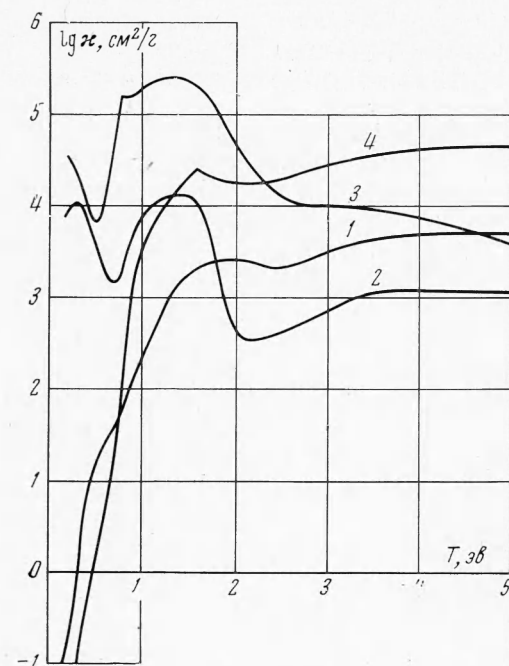
Если  $p$  в бар,  $u$  в км/сек,  $q$  в Мвт/см<sup>2</sup>,  $\gamma = 1.18$  и  $\gamma_s = 1.4$ , то  $A \approx 13$  и  $B \approx 1$ .

Таким образом, с точностью до заранее неизвестных величин радиационных потерь  $q_r^\circ$ , по соотношению (3.2) можно оценить величину давления в слое, не решая задачу переноса. Как будет показано ниже, величины  $q_r^\circ$  малы по сравнению с величиной  $q_i^\circ$ .

Температура и величины потоков излучения в РВ и массовая скорость распространения ее фронта слабо зависят от величины давления. Поэтому последующие поправки мало изменяют первоначальную оценку  $p^\circ$ .

В соответствии с общей постановкой задачи расчет распространения РВ производится в предположении, что к моменту  $t = 0$  уже возник плазменный слой, непрозрачный для падающего излучения. Время образования этого слоя от начала действия источника определяется по теории [2-4]. При решении (1.6) и (2.7) используются условия отсутствия излучения сплошного спектра, падающего извне на границы рассматриваемого объема.

4. В качестве примера приведем результаты численных



Фиг. 1

расчетов задачи о дозвуковой РВ, распространяющейся под действием монохроматического излучения с энергией квантов  $\epsilon_l = 1,16$  эв, в воздухе нормальной плотности. Для этого случая ( $\rho_0 = 1.29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>) при  $q_i^\circ = 5, 10$  и  $20$  Мвт/см<sup>2</sup> согласно (3.2) получаем  $p^\circ = 30, 50$  и  $80$  бар (с учетом определенных в расчете потерь энергии на излучение).

Термодинамические свойства воздуха определялись по таблицам [18].

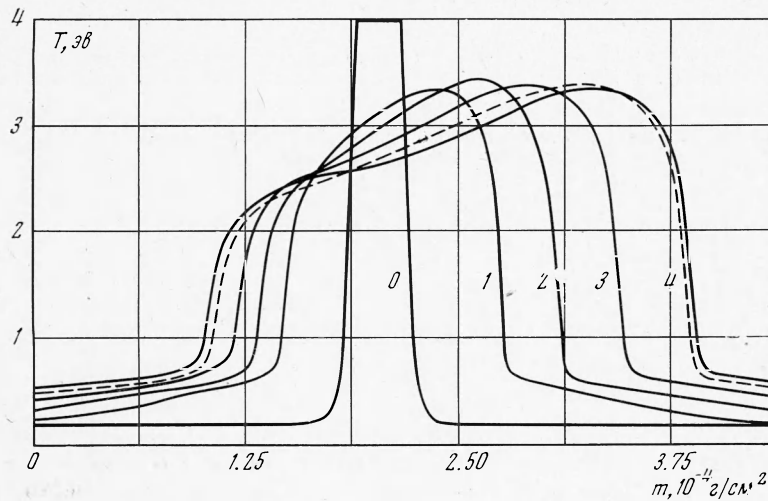
При расчете переноса излучения в горячем воздухе использовались таблицы [19]. В области температур более  $20 \cdot 10^3$  К, а также энергий квантов  $\epsilon > 18.5$  эв (для всех температур) эти таблицы были дополнены результатами расчетов по методике [19], но без учета линий. Для сокращения объема вычислений эти таблицы были переработаны путем объединения прилежащих друг к другу спектральных интервалов. В результате число спектральных интервалов было сокращено до 175.

Интенсивность излучения определялась для 24 лучей.

Осреднение производилось по трем группам. В первую группу входили кванты с энергиями  $\epsilon < 6.51$  эв (длинноволновое излучение).

В третью группу вошло излучение с  $\varepsilon > 7.75$  эв. Вторая группа была промежуточной.

На фиг. 1 представлена зависимость средних планковских коэффициентов поглощения, а также коэффициента поглощения монохроматического излучения при давлении  $p^{\circ} = 50$  бар от температуры. Цифрами 1—4 обозначены кривые  $\kappa_1^p$ ,  $\kappa_2^p$ ,  $\kappa_3$  и  $\kappa_l$  соответственно. При низких температурах величина  $\kappa_1^p$  мала, в то время как  $\kappa_2^p$  и  $\kappa_3^p$  остаются большими, кванты этих групп не могут уйти на достаточно большое расстояние от горячей зоны. Они обеспечивают прогрев холодных слоев и продвижение РВ навстречу потоку излучения источника. Качественно разный характер поведения  $\kappa_{\varepsilon}(T)$  для мягких и жестких квантов при  $T \rightarrow 0$  приводит к необходимости введения по крайней мере двух групп.



Фиг. 2

В действительности граница, разделяющая область спектра с относительно большими и относительно малыми пробегами, изменяется с температурой (см. [19]). Учет этого обстоятельства облегчается введением промежуточной группы. Сопоставляя  $\kappa_2^p$  и  $\kappa_3^p$  с  $\kappa_l$ , убеждаемся в том, что область с низкими температурами является прозрачной для внешнего излучения, но начиная с температуры 1—2 эв это излучение интенсивно поглощается в РВ.

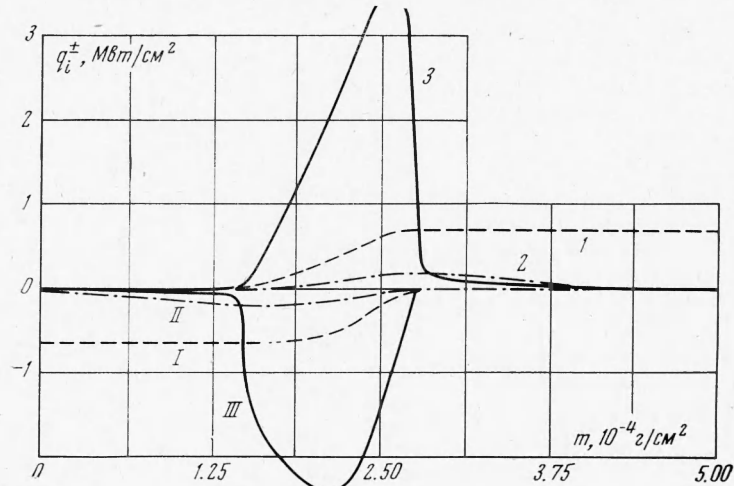
При всех температурах величина  $\kappa_2^p < \kappa_3^p$ . Поэтому кванты промежуточной группы образуют прогревные «температурные языки» перед фронтом РВ. Такие языки отчетливо видны на фиг. 2, где представлены распределения температуры в различные моменты времени (вплоть до 7 мксек) для случая, когда плотность потока  $q_l^{\circ} = 10$  Мвт/см<sup>2</sup> (следующие фигуры также относятся к этому случаю). Цифры 0—4 соответствуют моментам времени 0, 2.8, 4.3, 5.8, 7.3 мксек. Из фиг. 2 видно, как навстречу потоку излучения источника распространяется передний фронт РВ с почти постоянной скоростью (расход массы через фронт  $\dot{m}_r = 25$  г/см<sup>2</sup>/сек). Кроме того, возникает задний фронт, движущийся в противоположную сторону с меньшей скоростью и постепенно замедляющийся. Максимальная температура  $\sim 3.5$  эв медленно изменяется со временем.

На фиг. 3 представлено распределение односторонних групповых плотностей потока излучения  $q_i^{\pm}$  ( $i = 1, 2, 3$ ) по массовой координате в момент времени  $t = 2.8$  мксек. Через 1—3 обозначены зависимости  $q_1^+$ ,



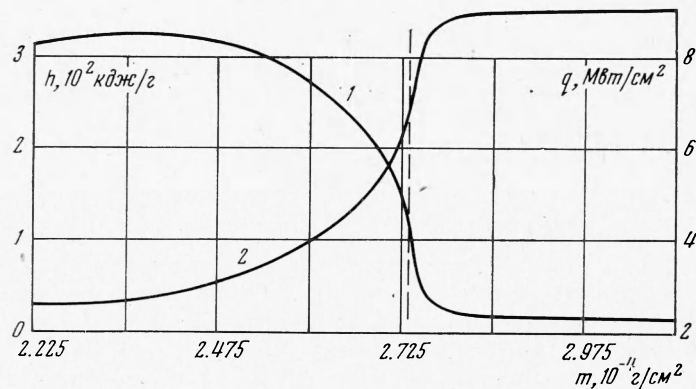
$q_2^+$ ,  $q_3^+$ ; через I—III — зависимости  $q_1^-$ ,  $q_2^-$ ,  $q_3^-$ . Видно, что кванты первой («мягкой») группы выходят из горячей зоны и перестают поглощаться. Кванты третьей («жесткой») группы, рожденные в горячем воздухе, почти полностью поглощаются в узких слоях — «фронтах» РВ.

Величины плотности потока собственного излучения, выходящего из горячей зоны через передний и задний фронты РВ, относительно невелики:  $\sim 1 \text{ Мвт/см}^2$  или всего лишь 10% величины  $q_1^0$ .



Фиг. 3

На фиг. 4 подробно показано распределение параметров  $h$  (кривая 1 и  $-q$  (кривая 2) по массе вблизи переднего фронта РВ в момент времени  $t = 2.8 \text{ мксек}$ . Условная точка фронта, определяемая как место, где абсолютная величина  $\partial h / \partial m$  максимальна, отмечена пунктирной чертой.

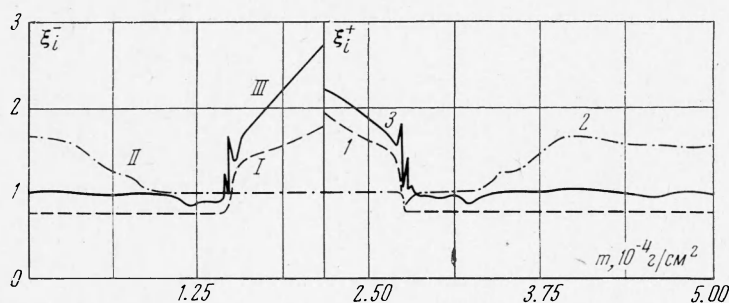


Фиг. 4

Распределение расчетных точек по массе было неравномерным — при полном числе расчетных точек (240) в данном варианте на фронтах было поставлено примерно по 40 точек с шагом по массе в 5 раз меньшим, чем в горячей области.

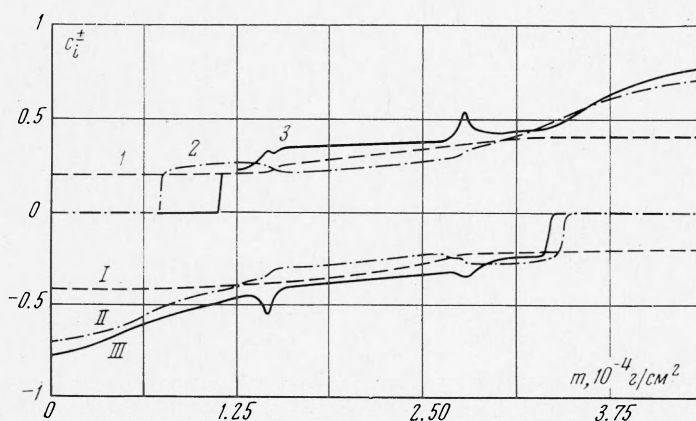
Полное число расчетных слоев в задаче было достаточно велико (до момента времени 7 мксек)  $\sim 700$ .

За это время было проведено четыре осреднения (в моменты времени 1.8, 2.8, 4.8 и 7.3 мксек). Для иллюстрации влияния пересчета на фиг. 2 в последний момент времени пунктиром отмечены результаты, полученные на этапе предварительного просчета. Удовлетворительное согласие с данными, полученными после пересчета (сплошные кривые), наблюдалось и в остальные моменты времени и убеждает в достаточности принятой



частоты осреднений. Большие интервалы между осреднениями показывают эффективность применения метода осреднения к рассматриваемой задаче.

Остановимся подробнее на вопросе о выборе опорных коэффициентов. В задаче имеются три области с различными свойствами — горячая зона за фронтом РВ с температурой, близкой к максимальной, и две области

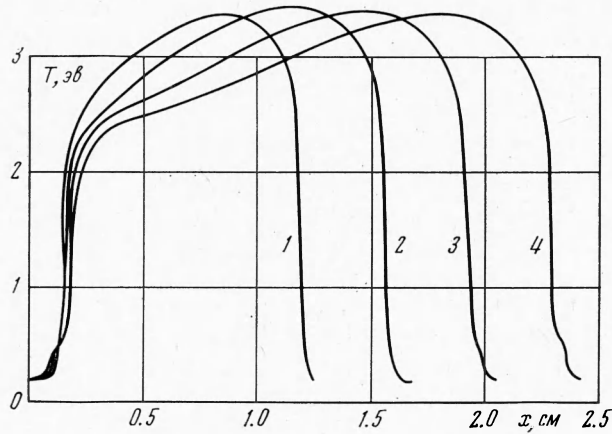


Фиг. 6

холодного воздуха перед фронтами РВ («языки»). В первой области в качестве опорного был выбран планковский средний коэффициент поглощения. Перед передним и задним фронтами РВ спектральный состав излучения слабо изменяется по сравнению со спектром в некоторой «точке фронта» и сильно отличается от планковского спектра при температуре перед фронтом. Поэтому величина  $\kappa_i^{\pm}$  в холодной области оказывается значительно (для первой группы на несколько порядков) меньше истинного значения  $\langle \kappa_i \rangle$ . (Соответственно  $\xi_i$  составляло бы величину порядка  $10^3 - 10^4$ .)

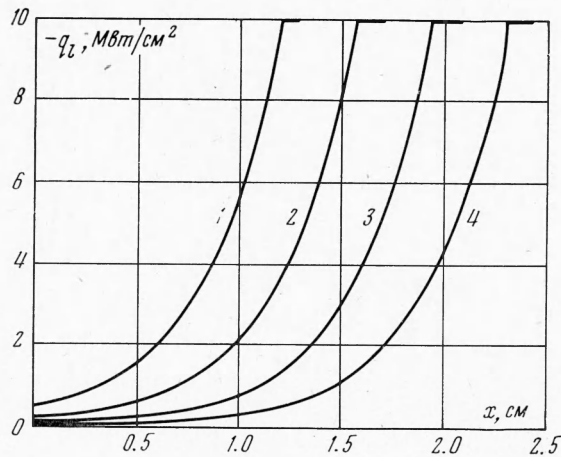
Резкое изменение  $\xi_i$  при переходе через фронт РВ делает затруднительной интерполяцию, снижает точность численного расчета. В рассматри-

ваемой задаче можно связать опорный коэффициент поглощения в языках со спектром на некоторой глубине внутри фронта РВ. При переходе через фронт происходит смена опорного коэффициента поглощения и значение  $\xi_i$  оказывается не сильно изменяющимся. Это видно из фиг. 5, где



Фиг. 7

представлены зависимости  $\xi_i^{\pm}$  по массе  $m$  в момент времени  $t = 2.8$  мксек. На фиг. 6 показана зависимость  $c_i^{\pm}(m)$  для того же момента времени. На двух последних фигурах номер  $i$  соответствующей группы обозначен араб-



Фиг. 8

ской цифрой для зависимостей с индексом плюс и римской цифрой для зависимостей с индексом минус. Видно, что пределы изменения  $c_i$  невелики.

В качестве «главной» переменной  $\omega_i^{\pm}$  была выбрана групповая оптическая толщина, определяемая соотношениями

$$d\tau_i^{\pm} = \pm \kappa^{\circ} dm$$

и отсчитываемая от переднего и заднего фронтов РВ.

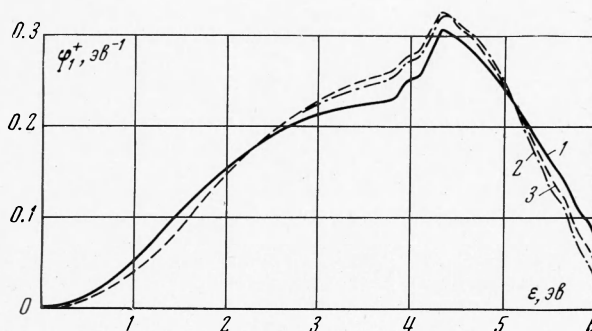
На фиг. 7 представлено распределение температуры  $T$ , а на фиг. 8 — распределение плотности потока падающего излучения  $q_l$  в различные

моменты времени  $t$  в эйлеровых координатах  $x$ . Цифры 1—4 соответствуют моментам времени 2.8, 4.3, 5.8, 7.3 мксек. В этих координатах фронты являются более резкими, чем в лагранжевых (см. фиг. 2), поскольку по мере понижения температуры плотность возрастает. Скорость распространения переднего фронта  $D \approx 2.5$  км/сек. В то же время горячая зона, где плотность низка, растянута на относительно большие расстояния. Характерная глубина проникновения излучения (расстояние, на котором величина  $q_l$  уменьшается в  $e$  раз по сравнению с  $q_l^0$ )  $\sim 0.3$  см. Поток излучения  $q_l$  с амплитудой 10—20% величины  $q_l^0$  сказывается и в довольно глубоких слоях толщиной порядка 1.0—1.5 см. Точка максимума температуры расположена примерно на расстоянии 0.3 см от фронта, температура за ней слабо изменяется почти по всей толщине РВ («плато»).

На фиг. 9 представлен спектр излучения, выходящего с переднего фронта РВ в воздухе в различные моменты времени:  $t = 2.8, 4.8, 7.3$  мксек (кривые 1—3 соответственно). Он достаточно гладкий и приблизительно соответствует планковскому с температурой  $\sim 1.5$  эв. Внутри РВ спектры более сложные, особенно во второй и вблизи нижнего предела третьей группы.

Картина распространения РВ при несколько больших и меньших потоках оказывается близкой к описанной выше для случая  $q_l^0 = 10$  Мвт/см<sup>2</sup>. Максимальная температура слабо зависит от плотности потока — для  $q_l^0 = 5$  и 20 Мвт/см<sup>2</sup> она составляет соответственно 3 и 4 эв. После периода установления передний фронт РВ движется почти с постоянной скоростью. Эта скорость изменяется примерно так, как это следует из соотношения (3.2).

Расход массы  $\dot{m}_r$  через фронт РВ в рассмотренном диапазоне плотностей потока существенно меньше, чем расход массы через фронт УВ, распространяющейся перед РВ. Так, при  $q_l^0 = 20$  Мвт/см<sup>2</sup> имеем  $\dot{m}_r = 60$  г/см<sup>2</sup>/сек, в то время как  $\dot{m}_s = 340$  г/см<sup>2</sup>/сек. Таким образом РВ отстает от УВ.



Фиг. 9

Температура на фронте УВ 3000° К, согласно [19] такая УВ прозрачна при очень больших толщинах ударно-сжатого слоя.

При температуре  $\sim 35\text{--}45 \cdot 10^3$  К (внутри РВ) скорость звука  $\sim 10$  км/сек, что значительно превышает линейную скорость распространения фронта РВ и оправдывает высказанное выше (п. 3) предположение о выравнивании давления в горячей зоне.

При больших, чем рассмотренные, плотностях потока описанный режим сменяется режимом световой детонации [5-7], когда зона поглощения движется с той же скоростью, что и фронт УВ. При очень больших плотностях потока РВ обгоняет УВ, становясь сверхзвуковой [5,6].

Последний случай качественно напоминает смену режима температурной волны второго рода (ТВ—II) на режим температурной волны первого рода (ТВ—I) [20].

Основные результаты работы сообщались на II Всесоюзном совещании по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды в Ленинграде в 1972 г.

Авторы благодарят Ю. П. Высоцкого и В. А. Нужного за предоставление дополнительных результатов расчетов коэффициентов поглощения.

Поступила 30 I 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. ЖЭТФ, 1964, т. 46, вып. 1, стр. 171—175.
2. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. ПМТФ, 1960, № 6, стр. 3—19.
3. Немчинов И. В., Попов С. П. О времени начала экранировки поверхности, испаряющейся под действием излучения ОКГ. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 9, стр. 459—462.
4. Немчинов И. В., Попов С. П. Экранировка поверхности, испаряющейся под действием излучения оптического квантового генератора, при температурной и ионизационной неравновесности. ПМТФ, 1971, № 5, стр. 35—45.
5. Райзер Ю. П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 5, стр. 1508—1519.
6. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Усп. физ. н., 1965, т. 87, вып. 1, стр. 29—63.
7. Ramsden S. A., Savic P. A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air. Nature, 1964, vol. 203, No. 4951, pp. 1217—1219.
8. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б. Лазерная искра в режиме «медленного горения». Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, вып. 11, стр. 609—612.
9. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В. А., Райзер Ю. П. Непрерывно горящий оптический разряд. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, вып. 9, стр. 447—449.
10. Райзер Ю. П. Дозвуковое распространение световой искры и пороговые условия для поддержания плазмы излучением. ЖЭТФ, 1970, т. 58, вып. 6, стр. 2127—2138.
11. Мульченко Б. В., Райзер Ю. П., Эпштейн В. А. Исследование лазерной искры высокого давления, зажигаемой посторонним источником плазмы. ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 6 (12), стр. 1975—1982.
12. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В. А., Райзер Ю. П. Экспериментальное исследование непрерывно горящего оптического разряда. ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 4 (10), стр. 1434—1446.
13. Гольдин В. Я. Квазидиффузионный метод решения кинетического уравнения. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1964, т. 4, вып. 6, стр. 1078—1087.
14. Гермогенова Т. А., Сушкевич Т. А. Решение уравнения переноса методом средних потоков. Сб. «Вопросы физики защиты реакторов», вып. 3. М., Атомиздат, 1969, стр. 34.
15. Гольдин В. Я., Данилова Г. В., Четверушкин В. Н. Приближенный метод решения нестационарного кинетического уравнения. Сб. «Вычислительные методы в теории переноса». М., Атомиздат, 1969, стр. 50—58.
16. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач. ПММ, 1970, т. 34, вып. 4, стр. 706—721.
17. Гольдин В. Я., Четверушкин В. Н. Методы решения одномерных задач радиационной газовой динамики. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1972, т. 12, № 4, стр. 991—1000.
18. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
19. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. П., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.
20. Волосевич П. П., Курдюмов С. П., Леванов Е. И. Различные режимы теплового нагрева при взаимодействии мощных потоков излучения с веществом. ПМТФ, 1972, № 5, стр. 41—48.