

28. Adamiec M., Bagrowski J. et al. High-speed photography of explosion processes with the use of a dye laser // J. Techn. Phys./Polish Acad. Sci.— 1984.— V. 25, N 3—4.
29. Bagrowski J., Derentowicz H., Luckner H. Experimental investigations of an explosive, cylindrical multilayer system of metal liners accelerated to high velocities // Proc. Xth AIRAPT Conf., Amsterdam, Holland, 1985: Physica.— 1986.— V. 139—140B.
30. Swierczyński R., Tyl J., Wlodarczyk E. Layered single stage driving system for plane liners // J. Techn. Phys./Polish Acad. Sci.— 1985.— V. 26, N 2.
31. Swierczyński R., Tyl J., Wlodarczyk E. Analysis of layered concentric liner driving systems // J. Techn. Phys./Polish Acad. Sci.— 1986.— V. 27, N 1—2.
32. Swierczyński R., Tyl J. Analysis of layered concentric liner driving system with heavy concentrator of energy: Intern. Report IPPLM N 1/85 (103), 1985 (unpublished).

Поступила 25/VII 1986 г.

УДК 533.6.011.72

СТРУКТУРА И ЯРКОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНЫХ СВЕРХКРИТИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ВОЗДУХЕ Пониженной ПЛОТНОСТИ

И. В. Немчинов, В. В. Светцов, В. В. Шувалов
(Москва)

Основные представления о квазистационарной структуре интенсивно излучающих ударных волн (УВ), которые даны в [1—3], позволили сделать количественные оценки толщин прогревного слоя и пика за фронтом УВ в приближении серого газа, а также оценить яркость УВ при различных скоростях в воздухе нормальной плотности [3—5]. Численные расчеты нестационарной радиационно-газодинамической задачи о распространении УВ в воздухе со скоростями до 50—70 км/с проведены для плотностей 0,1—0,03 от нормальной [6—9]. Детально учитывался спектр излучения воздушной плазмы (для его описания вводилось до 500 спектральных интервалов), использовались подробные таблицы термодинамических [10] и оптических [11] свойств воздуха. Для уменьшения объема вычислений применялся специальный метод осреднения уравнений переноса излучения [12, 13]. Расчеты позволили определить зависимость яркостной температуры излучения от его длины волны при различных скоростях волны и плотностях воздуха, а также время выхода параметров на их стационарные значения.

Численные расчеты [6—9] подтвердили справедливость основных качественных представлений [1—5], позволили уточнить количественные характеристики излучающих УВ. Однако были обнаружены и новые качественные особенности таких УВ — возникновение двухобластной структуры прогревного слоя перед фронтом волны. Анализ спектров излучения и характера изменения групповых и интегральных (по спектру) односторонних потоков излучения показал, что причиной возникновения двухобластной структуры является различие в поведении коэффициентов поглощения в разных участках спектра при изменении температуры. Падение коэффициента поглощения для фотонов с энергиями 6,5—11 эВ при температурах 0,7—0,9 эВ, связанное с диссоциацией молекул воздуха, приводит к возникновению волны нагрева и просветления. Излучение с большими энергиями квантов, которое способно к фотоионизации, образует горячую область, прилегающую к фронту УВ. Между волной ионизации и диссоциации возникает протяженная, сравнительно холодная зона, существование которой ранее не отмечалось.

Роль радиационных процессов можно охарактеризовать параметром $\chi = q_r/q_h$, где q_r — плотность потока излучения, q_h — гидродинамический поток излучения ($q_h = \frac{1}{2} \rho_0 D_s u_s^2$), ρ_0 — плотность газа перед фронтом УВ, D_s — скорость УВ, u_s — скорость газа за ее фронтом. Если плазма за фронтом УВ оптически толстая и равномерно нагретая, то $q_r = q_b = \sigma T_s^4$ (q_b — поток излучения черного тела при температуре T_s по адиабате Гюгонио, σ — постоянная Стефана — Больцмана). Аппроксимируем уравнение состояния [10] аналитической зависимостью в диапазоне температур 0,8—30 эВ

$$(1) \quad e = 31 T^{1,58} \delta^{-0,12}.$$

Здесь e — величина внутренней энергии единицы массы газа в кДж/г; T — температура в эВ; δ — отношение плотности ρ воздуха к его нор-

мальной плотности $\rho_L = 0,00129 \text{ г/см}^3$. Запишем обычные соотношения на фронте сильной УВ

$$(2) \quad D_s = \frac{\gamma_s + 1}{2} u_s, \quad e_s = \frac{u_s^2}{2}, \quad \theta_s = \frac{\rho_s}{\rho_0} = \frac{\gamma_s + 1}{\gamma_s - 1}, \quad p_s = \rho_0 D_s u_s,$$

где p_s — давление; индекс s относится к параметрам за фронтом УВ. Полагая эффективный показатель адиабаты γ в рассматриваемом диапазоне температур и плотностей постоянным и равным 1,2, получаем

$$(3) \quad T_s = 0,077 u_s^{1,33} \delta_0^{0,08}, \quad q_h = 0,071 u_s^3 \delta_0, \quad p_s = 1,4 u_s^2 \delta_0, \\ q_b = \sigma T_s^4 = 3,6 \cdot 10^{-6} u_s^{5,32} \delta_0^{0,32}, \quad \chi_s = 0,52 \cdot 10^{-4} u_s^{5,32} \delta_0^{-0,68}.$$

Здесь D_s и u_s в км/с; p_s в МПа; T_s в эВ; q_h и q_b в МВт/см².

В тех случаях, когда плазма за фронтом УВ не является оптически толстой, для характеристики излучательных способностей плазмы в [13] вводилось понятие эффективного среднего коэффициента поглощения k_e , определяемого следующим образом. Вычислим интегральную (по всему спектру) интенсивность G излучения равномерно нагретого слоя температуры T , заданной плотности ρ и толщины x , используя реальные значения спектральных коэффициентов поглощения [11] $k_e(\epsilon, T, \rho)$:

$$(4) \quad G(T, \rho, x) = \int_0^\infty B_\epsilon [1 - \exp(-k_e x)] d\epsilon, \quad B_\epsilon = \frac{15}{\pi^4} \frac{\sigma \epsilon^3}{\exp(\epsilon/T) - 1}$$

(ϵ — энергия фотонов, B_ϵ — планковская функция). Величина $k_e(T, \rho, x)$ должна давать то же значение $G(T, \rho, x)$, что и решение спектральной задачи (4):

$$(5) \quad G(T, \rho, x) = \sigma T^4 [1 - \exp(-k_e x)].$$

При $k_e \ll 1$ из (5) следует выражение, аналогичное объемному высвечиванию $G = \sigma T^4 k_e x$. Однако значение k_e , строго говоря, совпадает с планковским коэффициентом поглощения k_p , лишь для плазмы, настолько тонкой, что $k_e x \ll 1$ для всех ϵ . В [14] приведены зависимости $k_e(T)$ для различных давлений p и толщин x , а в [13] — зависимости k_e от x для разных T и p . Эти значения в диапазоне $T = 1,2-4$ эВ, $p = 0,3-10$ МПа, $x = 1-100$ см могут быть аппроксимированы выражением $l_e = 7,0 \sqrt{x/p}$. Здесь $l_e = 1/k_e$ в см.

Рассмотрим распространение УВ при $\delta = 1/300$. При скорости поршня 20 км/с волна уже является сверхкритической ($\chi = 2,2$). Температура за фронтом (согласно расчетам по ударной адиабате) $T_s = 2,7$ эВ. Характерная энергия испускаемого излучения составляет 7–8 эВ. Давление за фронтом $p_s = 1,9$ МПа, и поэтому чернота ударно-сжатого слоя наступает при его толщине порядка 10 см, т. е. при расстоянии x_s , пройденном фронтом, порядка 1 м.

При температурах за фронтом 2–3 эВ максимум спектра черного тела лежит в области 6–9 эВ, т. е. как раз в той области, которая обеспечивает продвижение волны диссоциации. В квазистационарных условиях вследствие поглощения такая волна останавливается на определенном расстоянии от фронта. При этом потери энергии «на бесконечность» невелики, так как испущенная и поглощенная энергия вновь поступает во фронт УВ вместе с прогретым газом. Однако времена установления такой структуры могут быть очень велики и соответственно велики расстояния, пройденные фронтом до установления такой структуры. Они могут быть гораздо больше, чем те времена, когда за фронтом уже достигнуты условия непрозрачности. Если считать, что вся излученная энергия при плотности потока, примерно равной гидродинамическому потоку, т. е. 1,8 МВт/см², затрачивается на образование прогретого слоя с температурой 0,9 эВ или внутренней энергией около 40 кДж/г или 0,15 Дж/см³, то скорость волны диссоциации относительно поршня, генерирующего УВ, составит

около 120 км/с. Пробег излучения l_e с энергиями фотонов $\epsilon \sim 6-9$ эВ при $T < 0,8-0,9$ эВ превышает 30 м, поэтому время установления стационарной структуры более 300 мкс.

Поскольку расстояние между фронтами УВ и волны ионизации непрерывно увеличивается, обычно используемые соотношения стационарного баланса энергии неприменимы. Можно считать, что вся излученная энергия практически свободно уходит с фронта и для зоны за фронтом существенно остывание газа. Оно снижает среднюю энергию испускаемых квантов и еще сильнее увеличивает время установления квазистационарного режима.

Рассмотрим более высокую скорость газа за фронтом УВ ($u_s = 40$ км/с). При этом температура за фронтом по соотношению (3) составляет 6,6 эВ и максимум спектра излучения, испускаемого черным телом при такой температуре, приходится на область квантов 18 эВ, т. е. на область между первым и вторым потенциалом ионизации кислорода и азота. УВ с указанной скоростью является сильно сверхкритической ($\chi_s = 13$). Согласно классической теории [1-3], перенос энергии в прогретном слое зависит от механизма лучистой теплопроводности, а распределение температуры носит характер нелинейной тепловой волны с максимальной температурой, равной T_s :

$$\frac{T}{T_s} = \left(1 - \frac{x}{x_T}\right)^{1/\omega}, \quad x_T = \frac{16\chi_s l_R^s}{3\omega}, \quad l_R^s = l_R(T_s, \rho_0), \quad \omega = 4 + a - b.$$

Здесь x_T — толщина прогретной зоны; l_R — средний росселандов пробег излучения; a и b — показатели степени в аппроксимационных законах $l_R(T, \rho) = BT^b f_1(\rho)$, $e(T, \rho) = AT^a f_2(\rho)$. Согласно [11], значения l_R в диапазоне $T = 3-10$ эВ примерно постоянны и при $\delta = 3 \cdot 10^{-3}$ равны 10 м. Поскольку $b = 0$, в то время как, согласно соотношению (1), $a = 1,5$, то $\omega = 5,5$ и $x_T = 120$ м. Таким образом, толщина прогретного слоя в стационарной стадии огромна и для образования квазистационарной структуры требуется значительное время. В нестационарной стадии максимальная температура перед фронтом будет гораздо меньше T_s . Пробеги излучения в холодном воздухе для квантов с энергиями 18-30 эВ составляют $2 \cdot 10^{-3} \delta^{-1}$, а при $\delta = 3 \cdot 10^{-3}$ они достигают всего лишь 0,6 см. Поэтому излученная фронтом УВ и поглощенная перед ним (за счет фотоэффекта) энергия быстро приводят к повышению температуры по сравнению с начальной. Однако при приближении температуры примерно к 3 эВ наступают однократная ионизация воздушной плазмы и ее существенное просветление, что обеспечивает возникновение и продвижение волны ионизации. При $T = 3$ эВ и $\delta = 3 \cdot 10^{-3}$ внутренняя энергия единицы массы $e = 300$ кДж/г, а единицы объема $e\rho = 1,4$ Дж/см³. При потоке излучения 27 МВт/см² находим скорость волны ионизации относительно излучающего фронта 190 км/с, расстояние порядка 10 м волна ионизации пройдет за 50 мкс. Вследствие сильного лучеиспускания температура газа за фронтом окажется значительно ниже T_s . Оценим значение этой температуры, исходя из условия, что поток излучения σT_r^4 при такой температуре T_r равен гидродинамическому потоку через фронт q_h . Тогда из (1) получим $T_r = 0,91 u_s^{0,7} \delta_0^{0,25}$, $\frac{T_r}{T_s} =$

$$= 12 u_s^{-0,58} \delta_0^{0,17} = \left(\frac{u_s}{u_s^k}\right)^{-0,58}. \quad \text{Здесь } u_s^k \text{ — критическая скорость УВ. При } u_s = 40 \text{ км/с } T_r = 3,5 \text{ эВ, } T_r/T_s = 0,53.$$

Таким образом, проведенные оценки показывают, что существует промежуточная квазистационарная стадия распространения сильных интенсивно излучающих УВ, когда, с одной стороны, плазма за фронтом УВ стала непрозрачной, а с другой — полная стационарность еще далеко не достигнута. В разреженной плазме такая стадия может быть весьма длительной. При этом для сверхкритических волн в такой промежуточной

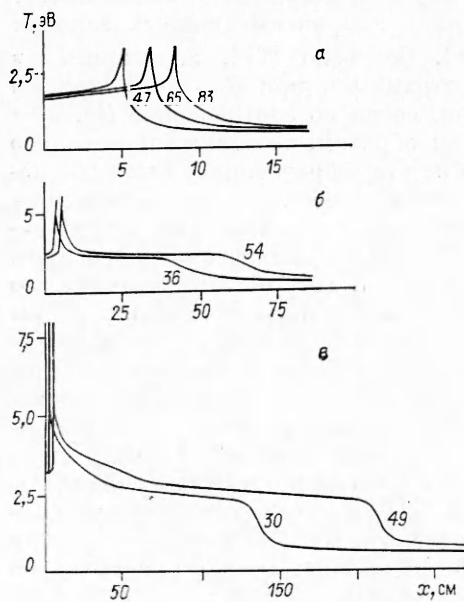
стадии температура перед фронтом оказывается гораздо ниже, чем следует из классической теории, т. е. намного ниже температуры по ударной адиабате. За фронтом волны весьма существенно остывание плазмы.

Приведенные оценки нуждаются в уточнении, так как распределение температуры за фронтом далеко от равномерного, а структура волны, строго говоря, нестационарна. Поэтому нами проведены численные решения системы одномерных нестационарных уравнений газовой динамики и спектральных уравнений переноса излучения. Методика расчета полностью аналогична использованной в [6—9] и поэтому здесь не описывается. Приведем некоторые результаты расчетов для $\delta = 1/300$ и скоростей u_p поршня, генерирующего УВ, равных 20, 30 и 40 км/с.

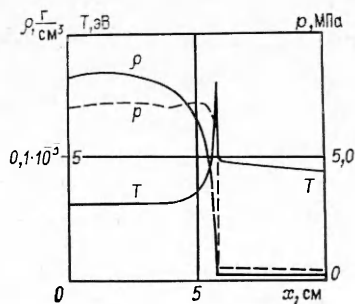
На рис. 1, а — в представлены распределения температуры T по расстоянию x , отсчитанному от поршня, в различные моменты времени t (значения t в мкс указаны у кривых) для скорости поршня $u_p = 20, 30$ и 40 км/с. На рис. 1, б, в отчетливо видно распространение волны ионизации с температурой за фронтом около 2 эВ. Ширина фронта составляет примерно 15—20 см. Перед гидродинамическим скачком имеет место повышение температуры, связанное с поглощением жесткой части спектра излучения. За фронтом УВ виден пик температуры. Максимальная температура T_+ достигается непосредственно за гидродинамическим скачком, распространяющимся по прогретому газу. Спад температуры в области пика связан с интенсивным остыванием за счет лучеиспускания.

На рис. 2 для момента времени 50 мкс в крупном масштабе показано распределение температуры $T(x)$ в ударно-сжатом и в прогретом слоях

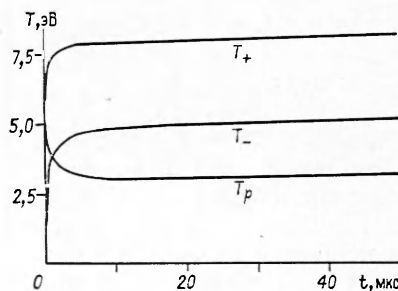
вблизи фронта для $u_p = 40$ км/с. Видно, что температура вблизи поршня намного ниже температуры перед фронтом и составляет около 3 эВ, в то время как перед фронтом она близка к 5 эВ, то и другие значения заметно ниже температуры T_s по ударной адиабате. Здесь же приведено распределение давления p и плотности ρ . Максимальная плотность $0,17 \cdot 10^{-3}$ г/см³, т. е. максимальное сжатие достигает 40, что намного превышает обычное сжатие за фронтом сильных УВ, вычисленное по ударной адиабате [10]. Давление p в ударно-сжатом слое почти не изменяется, оставаясь близким к своему значению по ударной адиабате p_s . Увеличение сжатия связано с сильным остыванием газа за счет лучеиспускания в область перед фронтом (поршень считался теплоизолированным). Отметим, что к



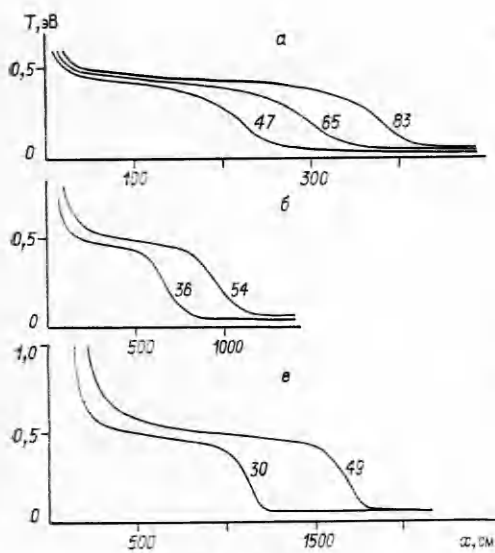
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

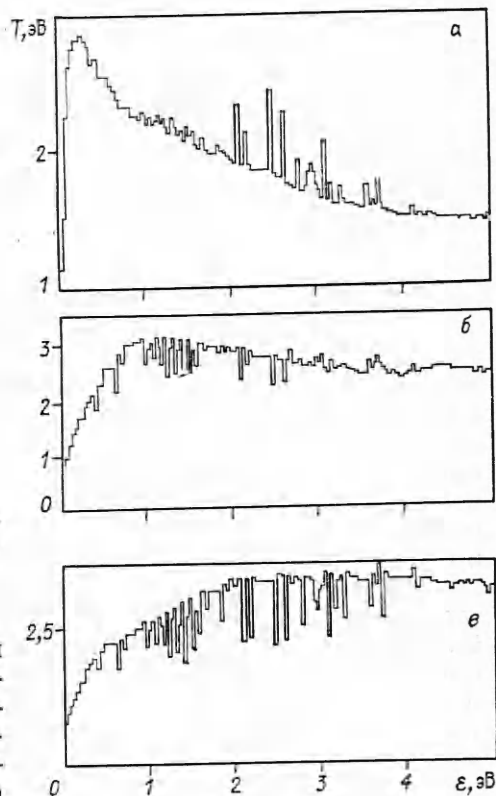


Р и с. 4

рассматриваемому моменту времени ударно-сжатый слой является непрозрачным для собственного излучения, средний пробег при температуре 3 эВ и давлении 7 МПа примерно 2 см, в то время как толщина ударно-сжатого слоя около 6 см. Оценки показывают, что на данной стадии влияние реальных характеристик поршня уже перестает сказываться.

На рис. 3 для $u_p = 40$ км/с приведены зависимости от времени t величин T_p , T_- и T_+ . Как видно, уже начиная со времени 10–20 мкс устанавливаются квазистационарные распределения температуры за фронтом и вблизи него, при этом значения T_+ , T_- и T_p существенно отличаются от значений, даваемых классической теорией интенсивно излучающих УВ [1–5]. Аналогичная картина имеет место и для скоростей 30 км/с, причем время установления примерно такое же, как и для 40 км/с, а для скорости 20 км/с заметно больше (около 50–60 мкс).

На рис. 4, а – в представлено распределение температуры перед фронтом в так называемой холодной зоне для скорости 20, 30 и 40 км/с соответственно. Отчетливо видно распространение волны диссоциации с температурой за фронтом 0,4–0,5 эВ. Ширина зоны диссоциации намного превосходит толщину области ионизации в те же моменты времени. Для $u_p = 20$ км/с скорость переднего фронта рассматриваемой волны практически не меняется со временем вплоть до времен 80 мкс, когда она проходит 400 см (средняя скорость распространения относительно поршня 50 км/с). Для $u_p = 40$ км/с эта волна уходит к моменту времени 50 мкс на 1700 см (средняя скорость 340 км/с). Максимальная скорость в данном случае составляла в начале процесса около 500 км/с, в момент времени 50 мкс она упала примерно до 230 км/с, что связано с началом заметного поглощения излучения в области за фронтом волны диссоциации. Для скорости 30 км/с волна диссоциации отодвигается от поршня на 1000 см к моменту 55 мкс (средняя скорость 200 км/с) и падение скорости еще невелико (не превышает 30 % по сравнению с максимальной). Таким образом, расчеты подтвердили существование промежуточной стадии, в которой устанавливается квазистационарная структура за фронтом УВ и вблизи него, а впереди движутся нестационарные волны диссоциации и ионизации.



Р и с. 5

На рис. 5, *a — в* показан спектр излучения, точнее, зависимость яркостной температуры T_e от энергии фотонов ϵ для $u_p = 20, 30$ и 40 км/с при временах 83, 55 и 50 мкс соответственно, т. е. в указанной промежуточной квазистационарной стадии. Для $u_p = 20$ км/с T_e наибольшая в ИК-области спектра. Она определяется излучением в пике ($T_+ = 3,5$ эВ). В то же время в видимой и ближней УФ-областях ($\epsilon = 3—5$ эВ) она оказывается заметно ниже даже T_p (примерно 1,4 эВ).

Для $u_p = 40$ км/с максимум спектра лежит в видимой области, составляя 3,2 эВ, что близко к T_p и намного ниже T_s и тем более T_+ в пике. В данном случае излучение, испускаемое пиком, поглощается вблизи фронта, а на большие расстояния уходит излучение из более холодных областей. Для $u_p = 30$ км/с значение T_e почти постоянно и составляет 2,5—3 эВ, что несколько выше $T_p = 2,4$ эВ. Плотности потока излучения, уходящего на большие расстояния от фронта, равны примерно 0,5; 1,5 и 2,0 МВт/см² для $u_p = 20, 30$ и 40 км/с, что составляет 28, 25 и 14 % от гидродинамического потока q_h . Еще большие потоки излучения могут быть получены внутри холодного прогревного слоя большой протяженности (на уровне примерно 0,7; 2,0 и 3,0 МВт/см² соответственно). Таким образом, сверхкритические УВ могут оказываться довольно интенсивными источниками теплового излучения (с КПД порядка 15—30 %).

Рассмотрим некоторые возможные приложения полученных результатов. При движении крупных метеорных тел в атмосфере Земли с очень большими скоростями перед головной УВ возможно возникновение прогревных слоев. Характеристики этих волн при стационарном обтекании тела могут оцениваться на основе результатов решения нестационарной задачи о движении УВ, генерируемой поршнем [6], причем должны использоваться результаты расчетов, проведенных при расстояниях, пройденных поршнем порядка размера тела. Размеры таких крупных метеорных тел могут достигать метров, десятков и даже сотен метров [15, 16]. Как видно из проведенных оценок, для высот порядка 40—50 км и более не устанавливается классическая стационарная структура УВ и оценка их параметров должна проводиться на основе более точных решений, учитывающих, в частности, возможность установления иной, в том числе рассмотренной, промежуточной квазистационарной структуры.

В заключение отметим, что такая структура может возникать не только для сильных УВ в воздухе, но и в других газах, причем необязательно молекулярных. Это подтверждается прямыми расчетами, проведенными, например, для ксенона с пониженной (по сравнению с нормальной) плотностью. Качественная картина распространения УВ в ксеноне не отличается от описанной выше для воздуха. Однако сверхкритические амплитуды волны достигаются при меньших скоростях и размерах установок, что дает возможность провести экспериментальную проверку полученных результатов. Отметим, что и в ксеноне температура перед фронтом T_- оказалась выше, чем вблизи поршня T_p . Этот факт, противоречащий классической теории [1—5] (правда, для стационарных УВ), объясняется существенной неравновесностью излучения вблизи гидродинамического скачка, являясь спектральным эффектом.

Использованное при расчетах приближение локального термодинамического равновесия прежде всего могло бы нарушиться в узком температурном пике на фронте, что привело бы к значительному понижению максимума электронной температуры [17]. Однако оценки по [5] показывают, что в рассматриваемом случае времена электрон-ионной релаксации составляют $10^{-9}—10^{-8}$ с, а время пребывания частицы в пике 10^{-7} с и более. Поэтому роль неравновесности, по-видимому, невелика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Ударные волны большой амплитуды в воздухе // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32, № 5.
2. Райзер Ю. П. О структуре фронта сильных ударных волн в газах // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32, № 6.

3. Райзер Ю. П. О яркости сильных ударных волн в воздухе // ЖЭТФ.— 1957.— Т. 33, № 1.
4. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах // УФН.— 1957.— Т. 63, № 3.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
6. Немчинов И. В., Орлова Т. И. и др. О роли излучения при движении в атмосфере метеоритов с очень большими скоростями // ДАН СССР.— 1976.— Т. 231, № 5.
7. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. Решение задачи о распространении сильных интенсивно излучающих ударных волн в воздухе методом осреднения уравнений переноса излучения // Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле.— М.: ВАГО, 1977.
8. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О структуре прогревного слоя перед фронтом сильной интенсивно излучающей ударной волны // ПМТФ.— 1978.— № 5.
9. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. О яркости сильных ударных волн в воздухе пониженной плотности // ЖПС.— 1979.— Т. 30, № 6.
10. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
11. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха.— М.: Наука, 1970.
12. Немчинов И. В. Об усредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // ПММ.— 1970.— Т. 34, № 4.
13. Немчинов И. В. Осреднение уравнений переноса излучения в задачах радиационной газовой динамики.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 05.04.1983, № 1721—83.
14. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 02.01.1984, № 52—84.
15. Кваша Л. Г., Криник А. С. Каталог метеоритов Академии Наук СССР 1 января 1977 г. // Метеоритика.— М.: Наука, 1978.— № 37.
16. Shoemaker E. M. Astronomically observable craterforming projectiles // Impact and explosive cratering/Ed. D. J. Roddy, R. O. Pepin, R. B. Merrill.— N. Y.: Pergamon press, 1977.
17. Магретова Н. Н., Пашенко Н. Т., Райзер Ю. П. Структура ударной волны, в которой происходит многократная ионизация атомов // ПМТФ.— 1970.— № 5.

Поступила 9/XI 1987 г.

УДК 301.17.33.05.07

СХЛОПЫВАНИЕ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ В СРЕДЕ, СОВЕРШЕННО ПРОЗРАЧНОЙ ДЛЯ ОБЪЕМНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Я. М. Каждан, И. Б. Щенков

(Москва)

При схлопывании сферической полости в окрестности центра и временах, близких к моменту схлопывания, в газодинамических характеристиках течения возникает ряд особенностей, которые в основном описываются автомодельным решением, соответствующим рассматриваемому процессу.

Известны автомодельные решения для газодинамических течений при схлопывании сферической полости, найденные в предположении изоэнтропичности потока [1]. В настоящей работе течения исследуются при наличии радиационных потерь в среде, совершенно прозрачной для объемного излучения, которые возникают при достаточно высокой температуре газа вне полости. При этом предполагается, что характер излучения отвечает тормозному механизму свободно-свободных переходов электронов, поскольку при достаточно высокой температуре все атомы вещества полностью ионизованы. Уравнения газодинамики, автомодельное решение которых определено ниже, отличаются от классической системы лишь наличием члена, соответствующего радиационным потерям в энергетическом уравнении [2]:

$$\frac{\partial \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) r^2}{\partial t} + \frac{\partial \rho u \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) r^2}{\partial r} = Q_0 r^2 \rho^\alpha T^\beta$$

(постоянная $Q_0 < 0$, $\alpha = 2$, $\beta = 1/2$). Тем не менее эта добавка существенно меняет характер течения: оно становится неизоэнтропическим; увеличивается показатель автомодельности по сравнению с показателем, полученным без учета радиационных потерь, что усиливает кумуляцию. Определение автомодельного решения осуществляется согласно принципам [1], однако оно значительно усложнено ввиду отсутствия в рассматриваемом случае интеграла адиабатичности.