

ОБ УЧЕТЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ВЗРЫВА В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Л. В. ШУРШАЛОВ

(Москва)

При расчете достаточно мощных взрывов в атмосфере важное значение имеет учет высокотемпературных эффектов в воздухе — диссоциации, ионизации и излучения. В частности, такие процессы оказываются существенными при изучении взрыва Тунгусского метеорита [1, 2]. Для одномерных задач о взрыве в однородной атмосфере в настоящее время разработаны методы расчета и проведен довольно глубокий анализ влияния этих факторов [3–6]. Двумерный характер течения при взрыве в неоднородной атмосфере без их учета также изучен в ряде работ [7–10]. Высокотемпературные свойства двумерного течения воздуха при взрыве в неоднородной атмосфере рассматривались пока недостаточно. В двумерных расчетах [2, 11] учтены термодинамические свойства реального воздуха при высоких температурах. В [12] сформулированы уравнения в цилиндрических координатах, описывающие двумерное движение излучающей газообразной среды. Представлен способ их решения, основанный на применении к расчету уравнения переноса излучения метода Монте-Карло. Рассмотрена модельная тестовая задача о разлете в холодной экспоненциальной атмосфере сферы горячего газа с линейно-распределенными по радиусу температурой, плотностью и скоростью.

Цель данной работы состоит в установлении величины и значимости двумерных эффектов в излучении при взрыве в реальной неоднородной земной атмосфере. Полутно будут обсуждены и другие вопросы. В качестве первого шага здесь рассматривается простейшая модель излучающего газа. Уравнение переноса излучения берется в диффузионном приближении, а коэффициент поглощения воздуха предполагается не зависящим от частоты.

1. Постановка задачи. Рассматривается взрыв в неоднородной атмосфере Земли заряда конечного радиуса R_0 . Взрыв моделируется разлетом соответствующего сферического объема раскаленного сжатого газа. Имея в виду приложение результатов к проблеме Тунгусского метеорита, берутся довольно большие значения энергий взрыва $E_0 \sim 10^{23}$ эрг, радиусов $R_0 \sim 0.1$ – 0.5 км и высот взрыва $H_0 \sim 5$ – 10 км. Начальные температуры газа T_0 внутри сферического объема предполагаются не превосходящими $300\,000^\circ\text{K}$, так что при взрыве не образуется тепловой волны [13]. Более того, из-за ограниченности используемых в дальнейшем табличных данных [14] по коэффициенту поглощения воздуха при высоких температурах начальную температуру приходится брать по крайней мере не намного превосходящей $20\,000^\circ\text{K}$. Данное ограничение не является принципиальным, к тому же вряд ли при Тунгусском взрыве температуры превосходили эту величину. Распределения давления p , плотности ρ и ускорения силы тяжести g с высотой z в реальной неизоэнтальной атмосфере Земли описываются с помощью интерполяционных формул [1, 2, 11], представляющих таблицы стандартной атмосферы в диапазоне $0 \leq z \leq 60$ км с погрешностью менее 0.5%.

Вязкость и теплопроводность в дальнейшем не учитываются. Основные уравнения неустановившегося осесимметричного движения идеального газа в цилиндрических координатах r, z (ось z направлена вертикально вверх) применяются в следующем дивергентном виде:

$$\begin{aligned}
 (1.1) \quad & \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} = -\frac{\rho u^2}{r} \\
 & \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial r} = -\frac{\rho u w}{r} - \rho g \\
 & \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w r)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial r} = 0 \\
 & \frac{\partial(Er)}{\partial t} + \frac{\partial[(E+p)wr]}{\partial z} + \frac{\partial[(E+p)ur]}{\partial r} = (Q - \rho g w)r \\
 & E = \varepsilon + \rho(u^2 + w^2)/2, \quad \varepsilon = \varepsilon(p, \rho), \quad T = T(p, \rho)
 \end{aligned}$$

Здесь u, w — компоненты скорости газа по осям r и z , Q — удельный теплоподвод за счет излучения, $\varepsilon = \varepsilon(p, \rho)$ и $T = T(p, \rho)$ — уравнения состояния воздуха. В качестве последних использовались аналитические аппроксимации [15] соответствующих табличных данных. Удобство этих аппроксимаций состоит в том, что по форме они близки к уравнениям состояния для совершенного газа (в частности, $\varepsilon(p, \rho) = p/(\gamma - 1)$, $\gamma = \gamma(p, \rho)$), за счет чего можно несколько упростить вычислительный алгоритм.

Для нахождения величины тепловыделения Q необходимо решить уравнение переноса излучения. В диффузионном приближении оно имеет вид [16]

$$(1.2) \quad \operatorname{div} \left(\frac{1}{3k_\nu} \operatorname{grad} I_\nu^\circ \right) = k_\nu (I_\nu^\circ - B_\nu)$$

Здесь I_ν° — нулевая сферическая гармоника интенсивности излучения, B_ν — функция Планка, k_ν — коэффициент поглощения воздуха. Предположение о независимости коэффициента поглощения от частоты ν (довольно грубое) и последующее интегрирование уравнения (1.2) по ν от 0 до ∞ приводит к необходимости решения уравнения

$$(1.3) \quad \operatorname{div} \left(\frac{1}{3k} \operatorname{grad} I^\circ \right) = k \left(I^\circ - \frac{\sigma T^4}{\pi} \right), \quad I^\circ = \int_0^\infty I_\nu^\circ d\nu$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана. Тогда $Q = 4\pi k (I^\circ - \sigma T^4/\pi)$.

Область, в которой нужно искать решение уравнения (1.3), как и уравнений (1.1), в данном случае ограничена распространяющейся по возмущенному воздуху ударной волной. Внешняя холодная среда сама практически не излучает и при использовании модели «серого» газа ничего не поглощает и не нагревается проходящим излучением; вся лучистая энергия, пересекающая фронт ударной волны, безвозвратно уходит на бесконечность. На фронте ударной волны для газодинамических величин должны быть выполнены обычные в данном случае условия Рэнкина — Гюгонно, а для I° ставится условие свободного высвечивания, которое в диффузионном приближении можно записать в виде [17]

$$(1.4) \quad I^\circ + \frac{2}{3k} \frac{\partial I^\circ}{\partial n} = I_\infty^\circ \approx 0$$

где $\partial/\partial n$ означает производную по внешней к фронту ударной волны нормали, I_∞° — значение I° в непосредственной близости перед ударным фронтом, описывающее излучение внешней холодной среды.

Особенность рассматриваемого течения такова, что вначале область возмущенного воздуха является целиком оптически плотной, затем ее внешняя часть становится оптически прозрачной. Между этими двумя

областями образуется переходная зона со средними оптическими толщинами. С течением времени температура падает, область оптически плотного газа постепенно уменьшается, пока весь возмущенный воздух не становится прозрачным. Поэтому в данной задаче в качестве среднего коэффициента поглощения k берется интерполяция между росселандовым и планковским средними коэффициентами с учетом того, в какую зону попадает рассматриваемая расчетная точка [18].

2. Метод решения. При совместном решении уравнений газовой динамики (1.1) и уравнения переноса (1.3) применялся обычный подход [19]. При заданном начальном поле гидродинамических величин и температуры считалось уравнение переноса излучения и вычислялась величина Q . С найденным Q , подставленным в уравнение (1.1), рассчитывалось новое поле p , ρ , u , w и T при $t=t_0+\Delta t$, по которому находилось новое Q и т. д. Таким образом, расчет газодинамических уравнений и решение уравнения переноса расщепляются и проводятся по сути дела независимо.

Решение уравнений (1.1) осуществлялось конечно-разностным методом С. К. Годунова [20, 21] с использованием подвижной, неравномерной расчетной сетки и выделенной ударной волны [10]. При этом все гидродинамические величины рассчитывались по явной схеме. Стоит отметить, что в связи с расчетом излучения не приходилось накладывать на шаг по времени каких-либо дополнительных ограничений помимо обычных [20, 21]. Более того, в ряде случаев расчет с излучением требовал меньших затрат машинного времени, чем соответствующий расчет без излучения, за счет значительного увеличения временных шагов в связи с дополнительным падением температуры, вызываемым процессом излучения.

Поскольку рассматриваемые температуры не слишком высоки и действие излучения не очень сильное, пренебрегалось влиянием последнего на процесс распада произвольного разрыва на границах между элементарными ячейками, расчет которого необходим в методе [20, 21]. При очень высоких температурах и сильном влиянии излучения такое пренебрежение, вероятно, может сказаться на устойчивости расчетной схемы.

Газодинамические расчеты проводились на разностной сетке, которую составляли Y секторов, образованных равномерно распределенными по углу лучами, исходящими из центра взрыва, и X сгущающихся к ударному фронту полос.

При расчете уравнения переноса (1.3) считалось, что разностная сетка взята такой же, как для уравнений газовой динамики (1.1), а значения I° определяются в центрах соответствующих расчетных ячеек. Интегрируя обе части уравнения (1.3) по объему элементарной ячейки и переходя в левой части этого уравнения к интегралу по поверхности, получим

$$2.1) \quad \frac{1}{3} \int_{\Sigma} \frac{1}{k} \frac{\partial I^\circ}{\partial n} d\Sigma = \int_{\Omega} k \left(I^\circ - \frac{\sigma T^4}{\pi} \right) d\Omega$$

где Ω и Σ — объем и поверхность элементарной ячейки, n — внешняя нормаль к Σ .

Прежде чем переходить к разностной записи уравнения (2.1), сделаем одно упрощающее предположение, учитывающее тот факт, что форма ударной волны при взрыве в неоднородной атмосфере Земли довольно слабо отличается от сферической [10, 11], в особенности на начальной стадии, когда существенно влияние излучения. Например, для пройденных ударной волной расстояний $R_b \approx 3$ км, когда действие излучения уже практически заканчивается, при рассматриваемых условиях взрыва максимальное отклонение формы ударной волны от сферической составляет примерно 3%. Средние же отклонения и отклонения для более ранних моментов времени гораздо меньше. Учитывая это, считаем, что в зависимости от ориентации соответствующей части поверхности Σ $\partial I^\circ / \partial n = \partial I^\circ / \partial R$ и $\partial I^\circ / \partial n = \partial I^\circ / (R \partial \theta)$, причем последнее соотношение является точным при выбранной сетке.

Здесь R и θ — полярные координаты с началом в центре взрыва. Для стандартной четырехугольной ячейки тогда можно написать

$$\frac{1}{3} \int_{\Sigma} \frac{1}{k} \frac{\partial I^\circ}{\partial n} d\Sigma = \frac{1}{3} \sum_{m=1}^4 \frac{1}{k_m} \frac{\partial I^\circ}{\partial n} \Big|_m \sigma_m = \sum_{m=1}^4 S_m$$

$$S_1 = \frac{1}{3k_1} \frac{I_{ij-1}^\circ - I_{ij}^\circ}{R_{ij-1/2} \Delta \theta} \sigma_1 \quad S_2 = \frac{1}{3k_2} \frac{I_{i+1j}^\circ - I_{ij}^\circ}{\Delta R_{i+1/2}} \sigma_2$$

$$S_3 = \frac{1}{3k_3} \frac{I_{ij+1}^\circ - I_{ij}^\circ}{R_{ij+\frac{1}{2}}\Delta\theta} \sigma_3, \quad S_4 = \frac{1}{3k_4} \frac{I_{i-1j}^\circ - I_{ij}^\circ}{\Delta R_{i-\frac{1}{2}j}} \sigma_4$$

где S_m — потоки излучения через соответствующие части поверхности ячейки, σ_m — площади этих частей, k_m — коэффициенты поглощения в центрах соответствующих площадок, определяемые как полусуммы значений коэффициентов поглощения в центрах соседних ячеек, $\Delta\theta$ — элементарное приращение по углу, смысл $R_{ij\pm\frac{1}{2}}$, $\Delta R_{i\pm\frac{1}{2}j}$ ясен из обозначений.

Для второго интеграла в (2.1) по теореме о среднем имеем

$$\int_{\Omega} k \left(I^\circ - \frac{\sigma T^4}{\pi} \right) d\Omega = k_{ij} \left(I_{ij}^\circ - \frac{\sigma T_{ij}^4}{\pi} \right) \Omega_{ij}$$

где Ω_{ij} — разностное обозначение для объема элементарной ячейки. Окончательный вид разностного уравнения будет следующий:

$$(2.2) \quad k_{ij} \left(I_{ij}^\circ - \frac{\sigma T_{ij}^4}{\pi} \right) \Omega_{ij} = \sum_{m=1}^4 S_m$$

Тепловыделение в центре расчетной ячейки определится по формуле

$$Q_{ij} = 4\pi k_{ij} \left(I_{ij}^\circ - \frac{\sigma T_{ij}^4}{\pi} \right)$$

Граничные условия для уравнения (2.2) таковы: в центральной точке взрыва при $i=1$ $S_4=0$; на оси симметрии при $j=1$ $S_1=0$, при $j=Y$ $S_3=0$; на ударной волне при $i=X$ ставится условие (1.4), которое в разностных обозначениях можно записать в виде $S_2 = 3/2 (I_{\infty}^\circ - I_{ij}^\circ) \sigma_2$.

Для решения уравнений (2.2), представляющих собой систему линейных алгебраических уравнений, применялся простой и удобный в вычислительном смысле итерационный метод Гаусса — Зейделя. В нем расчет новых значений I_{ij}° ведется по нижеследующей формуле, гарантирующей сходимость при любом начальном приближении

$$(2.3) \quad I_{ij}^\circ = \left(\frac{\sigma T_{ij}^4}{\pi} + \frac{\alpha_1 I_{ij-1}^\circ + \alpha_2 I_{i+1j}^\circ + \alpha_3 I_{ij+1}^\circ + \alpha_4 I_{i-1j}^\circ}{k_{ij} \Omega_{ij}} \right) \left(1 + \frac{\sum_{m=1}^4 \alpha_m}{k_{ij} \Omega_{ij}} \right)^{-1}$$

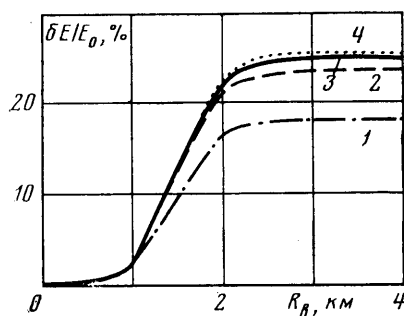
$$\alpha_{1,3} = \frac{\sigma_{1,3}}{3k_{1,3} R_{ij\mp\frac{1}{2}} \Delta\theta}, \quad \alpha_{2,4} = \frac{\sigma_{2,4}}{3k_{2,4} \Delta R_{i\pm\frac{1}{2}j}}$$

В качестве начального приближения берется поле I_{ij}° с предыдущего временного слоя. Найденные новые значения I_{ij}° тут же подставляются в правую часть (2.3) для нахождения значений интенсивности в других точках.

Данная процедура несколько неожиданно оказалась довольно эффективной. Во-первых, число итераций при решении уравнений (2.3) с заданной фиксированной относительной точностью ϵ_0 не увеличивалось с увеличением размерности системы $(X \times Y)$. Во-вторых, максимальное ($N_{\max}$) и среднее ($\langle N \rangle$) число итераций было сравнительно невелико. Например, при $\epsilon_0 = 10^{-2}$ $N_{\max} = 7$, $\langle N \rangle \approx 2-3$, при $\epsilon_0 = 10^{-3}$ $N_{\max} = 25$, $\langle N \rangle \approx 6$. При увеличении относительной точности решения с $\epsilon_0 = 10^{-2}$ до $\epsilon_0 = 10^{-13}$ важнейшие характеристики решения, в частности величина суммарной излученной из области взрыва энергии δE_c , изменялись крайне мало. Например, в одном из вариантов при $\epsilon_0 = 10^{-2}$ было $\delta E_c / E_0 = 23.7\%$, при $\epsilon_0 = 10^{-3}$ стало $\delta E_c / E_0 = 24.0\%$. Все основные расчеты поля излучения проводились в дальнейшем с относительной точностью $\epsilon_0 = 10^{-2}$.

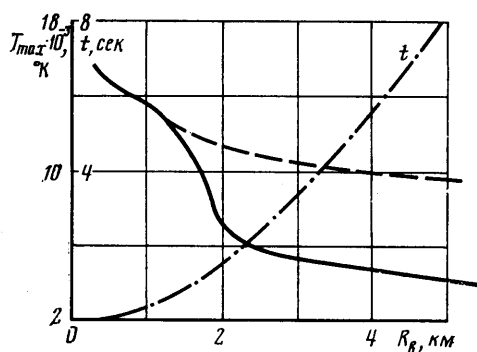
3. Результаты расчетов. В качестве основного расчетного варианта ниже был выбран вариант со следующими параметрами: энергия взрыва $E_0 = 10^{23}$ эрг, высота взрыва $H_0 = 6.5$ км (это соответствует решению [1] обратной задачи о взрыве Тунгусского метеорита), начальный радиус сфе-

рического объема раскаленного газа $R_0=250$ м, начальная температура $T_0=15\,650^\circ\text{К}$, давление $p_0/p^*=241$, плотность $\rho_0/\rho^*=2$ внутри указанного объема (p^* , ρ^* соответствуют значениям давления и плотности воздуха на уровне моря при нормальных условиях).

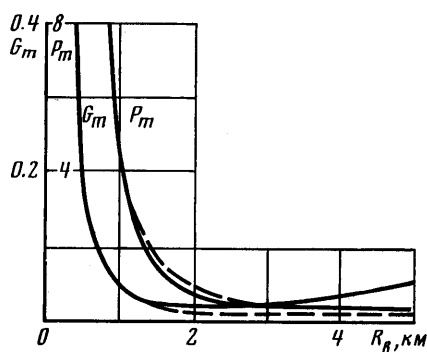


Фиг. 1

Фигура 1 отражает динамику процесса потери энергии областью горячего воздуха. Здесь изображена доля высвеченной из возмущенной области энергии δE в процентах к начальной энергии взрыва E_0 в зависимости от радиуса ударной волны R_e . Приведены результаты для четырех приближений, отвечающих разностным сеткам из 6×10 , 12×20 , 18×30 и 24×40 расчетных ячеек и показанных соответственно линиями 1–4. Видно, что по этой интегральной характеристике численное решение весьма хорошо сходится. Уже третье при-



Фиг. 2



Фиг. 3

ближение дает довольно точный результат. Учитывая это, а также то, что именно величина δE представляет для нас наибольший интерес, в дальнейшем все расчеты проводились на сетке из 18×30 расчетных ячеек.

Как видно из фиг. 1, на начальной стадии взрыва до $R_e=1$ км (до $t=0.3$ сек) потери энергии довольно малы, что связано с тем, что здесь высвечивает энергию лишь относительно тонкий поверхностный слой области горячего газа, а основная часть лучистой энергии «заперта» внутри этой области из-за больших температур и соответственно коэффициентов поглощения там и, следовательно, больших оптических размеров области. В промежутке R_e от 1 до 2 км (t от 0.3 до 1.5 сек) происходит резкое нарастание потерь энергии, здесь по мере падения температуры все большая часть объема горячего воздуха начинает участвовать в высвечивании энергии на бесконечность. В результате температура падает настолько, что при $R_e \approx 2.5$ км ($t \approx 2.3$ сек) потери энергии за счет излучения практически прекращаются.

В целом при рассматриваемых параметрах взрыва суммарные потери энергии оказываются довольно значительными, составляя почти 26% от E_0 . Надо полагать, что расчеты по модели «серого» газа приводят к некоторому завышению этих потерь, так как здесь не учитывается частичный возврат энергии, поглощаемой окружающей горячую область холодной средой.

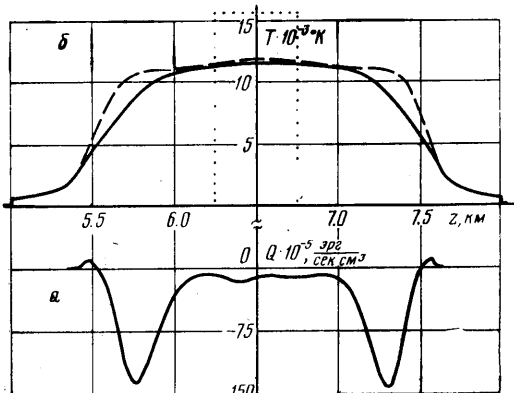
Поскольку потери энергии за счет излучения оказываются большими, интересно проследить, как это влияет на интенсивность ударной волны по сравнению со случаем, когда излучение не учитывается. Соответствующие расчеты показывают, что это влияние довольно слабое. Так, для рассматриваемого варианта учет излучения приводит к снижению величины относительного избыточного давления на ударном фронте $\Delta p_v/p_\infty$ по сравнению с расчетом на той же сетке без учета излучения максимально для опускающейся к Земле части волцы на 6%, а для поднимающейся вертикально вверх — на 11%. Несильная зависимость интенсивности волны от потерь энергии вполне понятна, если учесть, что связь между Δp_v и E_0 , грубо говоря, близка к следующей: $\Delta p_v \sim E_0^{1/3}$.

Относительно слабо влияя на интенсивность ударной волны, излучение серьезно сказывается на других характеристиках течения, в особенности на температуре. Например, на фиг. 2 показано падение максимальной температуры $T_{\max}$ в возмущенной области в зависимости от расстояния R_v , пройденного ударной волной (чтобы иметь представление о зависимости от времени здесь же штрихпунктирной кривой приведен график t от R_v). В начальные моменты времени нет заметной разницы в $T_{\max}$ в расчете с излучением (сплошная кривая) и без него (штриховая линия), поскольку вначале из внутренней области энергия не высвечивается и падение температуры там происходит лишь за счет адиабатического расширения горячей зоны. В интервале R_v от 1 до 2 км (t от 0.3 до 1.5 сек) интенсивное высвечивание энергии из объема горячего воздуха приводит в излучающем газе к резкому падению $T_{\max}$ по сравнению со случаем неизлучающего газа. Различие по $T_{\max}$ в этих двух моделях достигает 4000° К и более. После $R_v \approx 2.5$ км ($t \approx 2.3$ сек) дальнейшее падение температуры происходит по идентичным законам с сохранением разницы, приобретенной на стадии интенсивного высвечивания. Стоит заметить, что точка, в которой температура максимальна, со временем перемещается из центра взрыва вверх, что соответствует всплыванию горячей зоны.

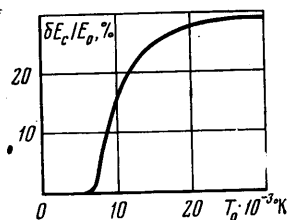
Влияние излучения на давление и плотность в возмущенной области можно проследить по изменению их минимальных значений $P_m = p_m/p_\infty$ и $G_m = \rho_m/\rho_\infty$, показанных на фиг. 3. Здесь излучающему газу соответствуют сплошные кривые, а неизлучающему — штриховые. Как видно, различие по этим двум переменным не столь значительно, в особенности по давлению. При учете излучения, начиная с $R_v \approx 1-1.5$ км, минимальное давление несколько ниже, а плотность заметно выше, чем без его учета. Причем при $R_v > 3$ км разница в p_m практически исчезает. Различие же в плотностях ρ_m , напротив, продолжает нарастать. Максимальное разрежение внутри возмущенной области достигает по плотности 0.02р. (без излучения 0.007р.), по давлению 0.2р.. Надо сказать, что точки, в которых $p = p_m$ и $\rho = \rho_m$, вообще говоря, не совпадают между собой и с точкой, где $T = T_{\max}$. Как правило, точка минимального давления лежит выше точек минимальной плотности и максимальной температуры. Последние, начиная с некоторого момента времени, практически совмещаются одна с другой.

Особенно интересно выяснить, насколько сильно проявляются в рассматриваемом течении двумерные эффекты излучения. Значимость этих эффектов можно оценить на основе фиг. 4, а, б, показывающей распределения по оси z величины тепловыделения Q (фиг. 4, а) и температуры T (фиг. 4, б, сплошная линия — при учете излучения, штриховая — без его учета, пункт — начальное при $t=0$ распределение) для момента времени $t=0.8$ сек ($R_v=1.5$ км), соответствующего наиболее интенсивному высвечиванию энергии из возмущенной области. Как видно из этих результатов, двумерные эффекты в излучении проявляются весьма слабо. Приведенные графики почти симметричны относительно осей ординат, прохо-

дящих через центр взрыва. Можно лишь отметить, что в направлении вверх в сторону более разреженной атмосферы высвечивается несколько больше энергии, чем в направлении вниз, что проявилось также в описанном выше влиянии излучения на интенсивность ударной волны. В характеристиках излучения и температуре отклонения от одномерности выражены гораздо слабее, чем в гидродинамических параметрах. Так, для того же момента времени различие в $\Delta p_\infty / p_\infty$ в точках на оси z , соответствующих верхней и нижней частям ударной волны, достигает 30% от его средней величины, а различие в максимальных по модулю значениях Q на фиг. 4 составляет лишь 4.2%.



Фиг. 4



Фиг. 5

Тот же вывод о слабом проявлении двумерных эффектов следует из анализа поля температур в возмущенной области при $R_0 = 3$ км ($t = 3.3$ сек), когда действие излучения уже практически заканчивается. Изотермы $T = \text{const}$ в этом случае по форме близки к окружностям с некоторым их «всплыванием» вверх, наиболее сильно выраженным в центральной горячей зоне. Картины изотерм, рассчитанные с учетом и без учета излучения, качественно совпадают, лишь величины температур в излучающем газе существенно меньше.

Большой интерес представляет выяснение зависимости суммарных потерь энергии на излучение δE_c от начальной температуры газа T_0 в горячей зоне для взрыва с одной и той же энергией E_0 и прочих равных условий. На фиг. 5 приведены результаты соответствующих расчетов для $E_0 = 10^{23}$ эрг, $H_0 = 6.5$ км, $R_0 = 250$ м и различных T_0 . Рассмотренному диапазону начальных температур $7000^\circ \leq T_0 \leq 28\,000^\circ$ К отвечают следующие интервалы изменения начальных плотности $7 \geq \rho_0 / \rho_\infty \geq 1$ и давления $240 \leq p_0 / p_\infty \leq 280$. Как хорошо видно из фиг. 5, доля высвеченной энергии при $T_0 < 7000^\circ$ К пренебрежимо мала, затем в диапазоне T_0 от 8000 до 12 000° К она резко возрастает, достигая 20%. При дальнейшем росте T_0 увеличение потерь энергии происходит все медленнее и эти потери не превосходят 30%. При еще больших температурах T_0 суммарный свет энергии практически не возрастает, коэффициенты поглощения при этом очень велики, среда оптически плотная, излучение заперто в объеме горячего воздуха, а высвечивание с поверхности составляет лишь малую долю от полной энергии.

В заключение отметим, что рассмотренная здесь довольно грубая модель для расчета излучения может быть обобщена и уточнена за счет учета селективности излучения (зависимости коэффициента поглощения от частоты) и применения лучшего, чем диффузионное, приближения для

описания пространственной зависимости переноса лучистой энергии. Расчет селективного излучения, в частности, в простейшем подходе разбиения всего спектра на несколько зон, в которых коэффициент поглощения считается постоянным, может быть проведен практически по той же схеме, что и расчет «серого» излучения. В основном здесь трудность «организационная», заключающаяся в необходимости такой организации вычислительной программы, чтобы расчет не требовал больших затрат времени на ЭВМ.

В то же время, поскольку двумерные эффекты в излучении выражены при рассмотренных параметрах взрыва в неоднородной атмосфере довольно слабо, в ряде случаев, по-видимому, нецелесообразно проводить трудоемкие двумерные расчеты таких взрывов с учетом селективности излучения и в более высоких, чем диффузионное, приближениях. Вероятно, лучше сочетать аккуратный расчет излучения в одномерной (квазиодномерной) постановке, стыкуя его с двумерными расчетами взрыва в неоднородной атмосфере без учета излучения для более поздних времен, когда последнее уже не существенно.

Поступила 24 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Об учете неоднородности атмосферы при расчете взрыва Тунгусского метеорита. *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.*, 1977, т. 17, № 3.
2. Коробейников В. П., Путятин Б. В., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Численное моделирование Тунгусской катастрофы. *Тр. 6-й Междунар. конф. по числ. методам в гидродинамике*. Тбилиси, 1978; М., 1979.
3. Броуд Г. Л. Расчеты взрывов на ЭВМ. *Газодинамика взрывов*. В сб. *Механика. Новое в зарубежной науке*. М., «Мир», 1976.
4. Brode H. L. Gas dynamic motion with radiation. A general numerical method. *Astronautica Acta*, 1969, vol. 14, No. 5.
5. Чарахчян А. А. Расчет нестационарных сферически-симметричных течений излучающего серого газа. В сб. *Динамика излучающего газа*, вып. 1. М., ВЦ АН СССР, 1974.
6. Коробейников В. П., Марков В. В., Путятин Б. В. О распространении цилиндрических взрывных волн с учетом излучения и магнитного поля. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1977, № 4.
7. Карликов В. П. Решение линеаризованной осесимметричной задачи о точечном взрыве в среде с переменной плотностью. *Докл. АН СССР*, 1955, т. 101, № 6.
8. Кестенбойм Х. С., Турецкая Ф. Д., Чудов Л. А. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере. *ПМТФ*, 1969, № 5.
9. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. *Методы расчета*. Таблицы. М., «Наука», 1974.
10. Шуршалов Л. В. О расчете ударных волн, распространяющихся в неоднородной атмосфере. *Докл. АН СССР*, 1976, т. 230, № 4.
11. Shurshalov L. V. Two-dimensional calculations of an explosion in the real atmosphere. *Archives of Mechanics*, 1978, vol. 30, No. 4–5.
12. Sandford M. T. II, Anderson R. C. Two-dimensional implicit radiation hydrodynamics. *J. Comput. Phys.*, 1973, vol. 13, No. 1.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М., «Наука», 1966.
14. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. *Оптические свойства горячего воздуха*. М., «Наука», 1970.
15. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge. *Phys. Fluids*, 1959, vol. 2, No. 2.
16. Кривцов В. М. Расчет течения селективного излучающего газа между коаксиальными цилиндрами. В сб. *Динамика излучающего газа*, вып. 1. М., ВЦ АН СССР, 1974.
17. Владимиров В. С. О граничных условиях в методе сферических гармоник. *Докл. АН СССР*, 1960, т. 135, № 5.
18. Эмписон Д. Уравнения переноса энергии и количества движения в газах с учетом излучения. М., «Мир», 1969.
19. Шмыглевский Ю. Д. Введение к сб. *Динамика излучающего газа*, вып. 2. М., ВЦ АН СССР, 1976.
20. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики. *Матем. сб.*, 1959, т. 47, вып. 3.
21. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.*, 1961, т. 1, № 6.