

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ РАДИАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

И. В. Немчинов, М. П. Попова, Л. П. Шубадеева

(Москва)

1. При достаточно больших плотностях потока излучения оптического квантового генератора (ОКГ) гидродинамический механизм распространения границы плазмы навстречу лучу (световая детонация) сменяется на радиационный механизм. Разогретая до высоких температур плазма интенсивно испускает излучение ультрафиолетового диапазона. Такое излучение поглощается в холодных слоях воздуха, окружающего плазму, что приводит к их разогреву, ионизации и поглощению ими лазерного излучения. В результате эти слои сами начинают испускать высокотемпературное излучение и т. д. — по газу навстречу лучу распространяется радиационная волна. Если скорость распространения плазменного фронта оказывается гораздо больше скоростей звука в горячей плазме (быстрая сверхзвуковая волна), то гидродинамические процессы не сказываются существенно на параметрах нагретого газа, плотность которого близка к исходной плотности невозмущенного состояния.

В [1, 2] даны приближенные оценки параметров сверхзвуковой радиационной волны для случая, когда диаметр луча и поперечный размер плазменного облака малы и оно сильно вытянуто вдоль луча. Считалось, что горячая плазма излучает объемным образом и к плазменному фронту поступает в основном излучение с расстояний порядка диаметра луча.

В [3] для случая, когда диаметр луча достаточно велик и картина близка к плоской, проведены расчеты радиационно-газодинамической задачи. Поскольку в плоском случае при достаточно большом времени воздействия оптическая толщина плазменного слоя приближается к единице, максимальные потоки излучения, рожденного в горячей плазме, близки к потокам излучения черного тела при соответствующей температуре и гораздо больше потоков излучения оптически тонкого объема; соответственно большей оказывается и скорость распространения волны.

Условия, близкие к плоским, безусловно будут соблюдены, если радиус луча R_0 гораздо больше пройденного расстояния L . Возникает, однако, вопрос, является ли условие $R_0 \geq L$ необходимым.

Поэтому целесообразно подробнее исследовать влияние двумерности на распространение плазменного факела при конечном диаметре луча.

В условиях неизменной плотности среды для расчета задачи о распространении двумерной радиационной волны уравнения переноса излучения должны решаться совместно лишь с одним уравнением энергии, а не с полной системой гидродинамических уравнений.

Уравнение энергии при $\rho = \rho_0 = \text{const}$ имеет вид

$$(1.1) \quad \rho \frac{\partial e}{\partial t} = - \text{div} \mathbf{F},$$

где e — удельная внутренняя энергия (единицы массы); \mathbf{F} — плотность потока лучистой энергии. Уравнение переноса излучения для спектральной плотности излучения I_ν , распространяющегося в направлении Ω , имеет вид

$$(1.2) \quad \partial I_\nu / \partial \Omega = - k_\nu (I_\nu - B_\nu),$$

где k_ν — линейный коэффициент поглощения; $B_\nu(\nu, T)$ — функция Планка. Связь между плотностью потока и интенсивностью I_ν дается выражением

$$(1.3) \quad F = \int d\Omega \int_0^\infty I_\nu \Omega d\nu.$$

Система (1.1) — (1.3) дополняется сведениями об оптических и термодинамических свойствах среды, т. е. уравнением состояния $T = T(e, \rho)$ и зависимостями коэффициентов поглощения $k_\nu = k_\nu(\nu, T, \rho)$. Для решения поставленной задачи использовалась разработанная методика решения задач о нагреве и охлаждении неподвижной (или движущейся по заданному закону) газообразной среды неравновесным излучением в двумерном осесимметричном случае. Эта методика является обобщением аналогичной методики для сферически-симметричной задачи, описанной в [4]. Поскольку она может быть использована и при решении других двумерных задач о распространении быстрых тепловых волн с неравновесным излучением или являться составной частью метода решения аналогичных задач с полной системой уравнений газовой динамики, кратко опишем ее.

2. Цилиндрический объем разбивается на счетные ячейки плоскостями, перпендикулярными оси симметрии z , и цилиндрическими «трубами» вдоль нее на кольца. Каждая такая ячейка с номером s, j определяется заданием двух плоскостей, перпендикулярных оси z , с координатами z_j и z_{j+1} (j — номер диска, отсчитываемый от основания цилиндра) и внутренним r_s и внешним r_{s+1} радиусами труб (s — номер трубы).

Предполагается, что внутри каждой ячейки энергия, плотность и коэффициенты поглощения постоянны, температура меняется по параболическому закону, а функция Планка имеет вид

$$(2.1) \quad B = a + br^2 + cz^2,$$

где константы a, b и c определяются через планковские функции, соответствующие температурам на границах ячейки. Индекс частоты здесь и в дальнейшем опускаем для простоты записи.

Рассмотрим решение уравнения переноса излучения (1.2). Для интенсивности излучения в точке Ω в направлении Ω оно имеет вид

$$(2.2) \quad I(\Omega) = I(\Omega_0) e^{-\int_{\Omega_0}^{\Omega} k(\Omega') d\Omega'} + \int_{\Omega_0}^{\Omega} k(\Omega') B(\Omega') e^{-\int_{\Omega'}^{\Omega} k(\Omega'') d\Omega''} d\Omega'.$$

Подставляя в (2.2) функцию Планка в виде (2.1) и интегрируя на отрезке луча Ω от точки 1 с координатами r_1 и z_1 до точки 2 с координатами r_2 и z_2 , получим выражение для интенсивности излучения в точке 2

$$(2.3) \quad I_2 = I_1 e^{-kD} + B_2 - B_1 e^{-kD} + \frac{1}{kD} \left\{ b(r_1^2 - r_2^2) + \frac{2}{kD} [bd^2 + c(z_2 - z_1)^2] \right\} (1 - e^{-kD}) - \frac{bd^2}{kD} (1 + e^{-kD}) - \frac{2c}{kD} (z_2 - z_1)(z_2 - z_1 e^{-kD}),$$

где I_1, I_2, B_1, B_2 — значения интенсивностей излучения и функций Планка в точках 1 и 2; D — длина отрезка луча Ω между точками 1 и 2; d — длина проекции этого луча на плоскость, перпендикулярную оси z .

Введем угол $0 \leq \varphi \leq \pi$, образованный направлением излучения Ω с осью z , и угол $0 \leq \theta \leq \pi$, образованный проекцией луча Ω на плоскость, перпендикулярную оси z , с радиус-вектором \mathbf{r} в этой плоскости.

В случае осевой симметрии поле излучения не зависит от полярного угла и, следовательно, углы φ и θ полностью определяют направление излучения в каждой точке пространства с координатами r и z .

Выразим константы и функции в выражении (2.3) через координаты r и z и углы φ и θ для случая, когда точка 2 совпадает с точкой s , j (т. е. $z_2 = z_j$ и $r_2 = r_s$), а направление излучения Ω задается углами θ и φ в этой точке. Точка 1 находится на граничной поверхности рассматриваемой ячейки, и значения ее координат зависят от углов θ и φ . Так,

$$r_{s-1} \leq r_1 \leq r_s \text{ при } 0 \leq \theta \leq \pi/2 \text{ и } r_s \leq r_1 \leq r_{s+1} \text{ при } \pi/2 \leq \theta \leq \pi;$$

$$z_{j-1} \leq z_1 \leq z_j \text{ при } 0 \leq \varphi \leq \pi/2 \text{ и } z_j \leq z_1 \leq z_{j+1} \text{ при } \pi/2 \leq \varphi \leq \pi.$$

Связь между геометрическими величинами в плоскости, перпендикулярной оси z , такая же, как и в сферически-симметричном случае [4]

$$\begin{aligned} |\cos \alpha| &= \sqrt{1 - (r_s/r_p)^2 \sin^2 \theta}, \\ \delta &= r_s \cos \theta - r_p \cos \alpha, \end{aligned} \quad p = \begin{cases} s-1 & 0 \leq \theta \leq \theta_2 \\ s & \text{при } \theta_2 \leq \theta \leq \pi/2 \\ s+1 & \pi/2 \leq \theta \leq \pi, \end{cases}$$

где α — угол, образованный проекцией луча Ω с радиус-вектором в точке r_p ; δ — размер ячейки вдоль проекции луча Ω , $\theta_2 = \arcsin(r_{s-1}/r_s)$.

В зависимости от значения угла φ константы и функции, входящие в выражение (2.3), принимают значения, приведенные в таблице, где значения угла φ_k определяются из соотношения

$$\cos \varphi_k = \frac{z_j - z_i}{\sqrt{\delta^2 + (z_j - z_i)^2}}, \text{ где } i = \begin{cases} j-1 & \varphi < \pi/2 \\ \text{при} & \\ j+1 & \varphi > \pi/2. \end{cases}$$

Подстановка значений функций, представленных в таблице, в (2.3) позволяет получить выражение для определения поля излучения во всей рассматриваемой области.

	$ \cos \varphi \geq \cos \varphi_k $	$ \cos \varphi < \cos \varphi_k $
D	$(z_j - z_i) / \cos \varphi$	$\delta / \sin \varphi $
d	$D \sin \varphi $	δ
z_1	z_i	$z_j - D \cos \varphi$
r_1	$r_s^2 + d^2 - 2dr_s \cos \theta$	r_p^2
b	$(B_{s,i} - B_{p,i}) / (r_s^2 - r_p^2)$	$(B_{s,j} - B_{p,j}) / (r_s^2 - r_p^2)$
c	$(B_{s,j} - B_{s,i}) / (z_j^2 - z_i^2)$	$(B_{p,j} - B_{p,i}) / (z_j^2 - z_i^2)$
B_1	$B_{s,i} - b(r_s^2 - r_1^2)$	$B_{p,j} - c(z_j^2 - z_1^2)$
I_1	$I_{s,i}(\theta, \varphi) + (I_{p,i}(\alpha, \varphi) - I_{s,i}(\theta, \varphi)) \frac{\alpha}{\delta}$	$I_{p,j}(\alpha, \varphi) + (I_{p,i}(\alpha, \varphi) - I_{p,j}(\alpha, \varphi)) \frac{z_j - z_1}{z_j - z_i}$

Расчет уравнения переноса при заданной интенсивности излучения, падающего на границу области, ведется от этой границы к центру области. Так, для каждого угла $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ определяются интенсивности излучения в интервале углов $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ для всех колец очередной цилиндрической трубы последовательно от нижних колец к верхним, а затем для тех же колец в обратном направлении в интервале углов $\pi/2 \leq \varphi \leq \pi$.

Полученные значения интенсивности на цилиндрической поверхности с радиусом r_s в интервале углов $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ являются исходными не только для точек с радиусом $r_{s-1} < r_s$ в том же интервале углов θ , но и для всех точек с радиусом $r_i \geq r_s$ в интервале углов $\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1$, где $\cos \theta_1 = \sqrt{1 - (r_s/r_i)^2}$; $\cos \theta_2 = \sqrt{1 - (r_{s-1}/r_i)^2}$.

Предложенная схема счета уравнения переноса позволяет резко сократить необходимый для точного расчета поля излучения объем машинной памяти, поскольку при таком подходе полный по углам набор спектральных интенсивностей запоминается в каждой точке z_j только для одного какого-либо радиуса, а для всех остальных точек с другими радиусами запоминаются интегральные по углам величины — потоки излучения.

Проинтегрированные по всему спектру частот плотности потоков излучения подставляются в правую часть уравнения энергии (1.1).

При решении уравнения энергии использовался метод Эйлера с пересчетом.

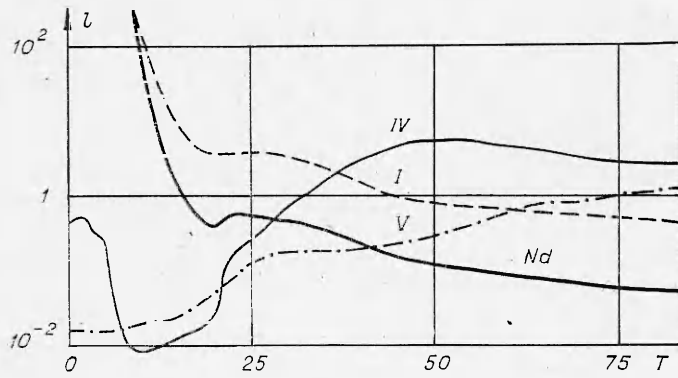
3. По описанной выше методике был проведен расчет задачи о распространении сверхзвуковой радиационной волны в воздухе с плотностью, равной 0,1 от нормальной, возникающей в результате воздействия излучения неодимового ОКГ ($h\nu = 1,16$ эВ) с постоянной плотностью потока $q_0 = 1000$ МВт/см² и длительностью импульса около 300 нс, т. е. для тех же условий, что и в [3], но для конечного радиуса луча $R_0 = 0,4$ см.

В качестве уравнения состояния воздуха использовались таблицы [5]. Уравнение переноса излучения решалось для 6 групп (тех же, что и в [3]), ограниченных следующими значениями энергий квантов: 0 ... 6,52 ... 7,95 ... 9,96 ... 18,6 ... 80,5 ... 248 эВ. Коэффициенты поглощения для этих групп были получены путем осреднения по Планку таблиц оптических свойств воздуха [6].

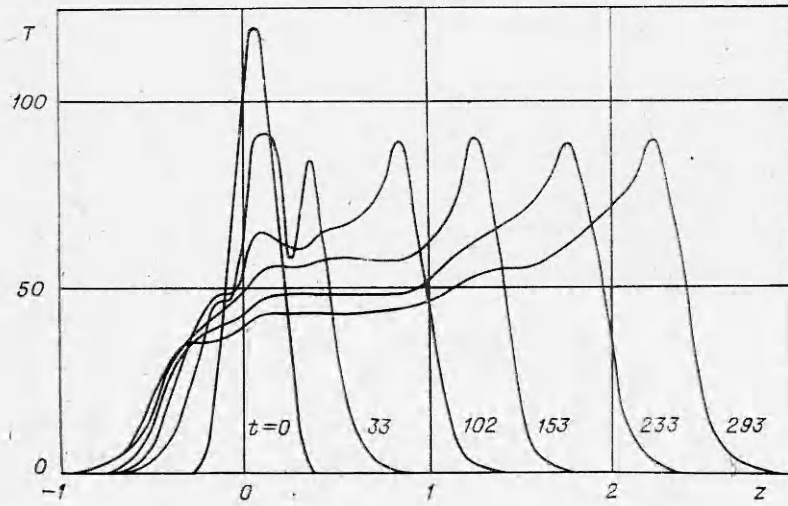
Зависимости от температуры T длины пробега излучения l для спектральных групп I, IV, V, а также для излучения Nd-лазера приведены на фиг. 1.

Перенос излучения в горячей плазме с температурой около 5—10 эВ в основном происходит в группах IV и V, излучение этих групп сильно поглощается в холодных слоях воздуха, что и обеспечивает продвижение границы плазмы навстречу лазерному излучению. При температурах выше 3—4 эВ пробег лазерного излучения оказывается меньше пробега излучения в этих группах и разогрев плазмы при таких и более высоких температурах обусловлен поглощением энергии излучения лазера. Пробег излучения в первой группе при уменьшении температуры нарастает примерно так же, как и пробег лазерного излучения. Плазма при низких температурах и холодный воздух прозрачны для квантов этой группы. Принадлежащее этой группе излучение обеспечивает потери энергии из плазменного факела.

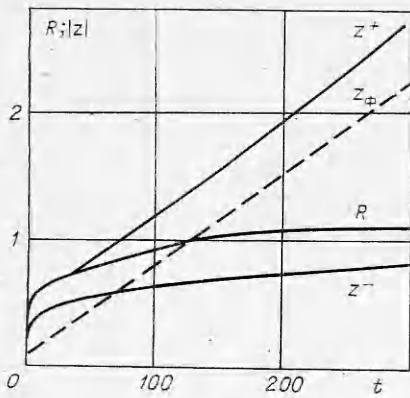
Как видно из фиг. 1, при высоких температурах средние планковские пробеги излучения во всех указанных группах порядка 0,5—2 см, т. е. плазма с такими же характерными размерами полупрозрачна для излучения. Для определения потоков энергии излучения в данных случаях приходится прибегать к решению уравнения переноса излучения, так как



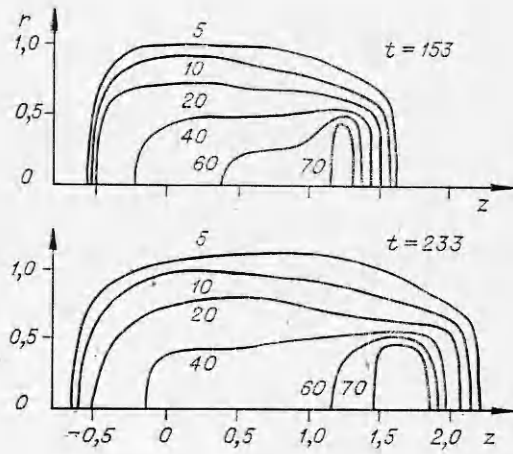
Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

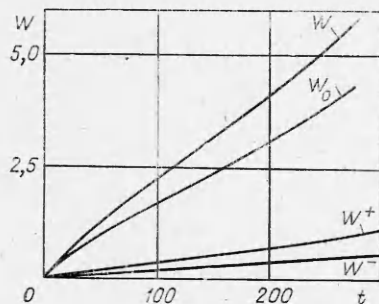
не удастся использовать ни приближения лучистой теплопроводности, ни приближения объемного высвечивания. Тем более это справедливо для области плазменного фронта, где излучение существенно неравновесно.

Число спектральных групп было выбрано в связи со стремлением обеспечить возможность сравнения с результатами плоской задачи [3] и с ограниченными возможностями использованной ЭВМ БЭСМ-4.

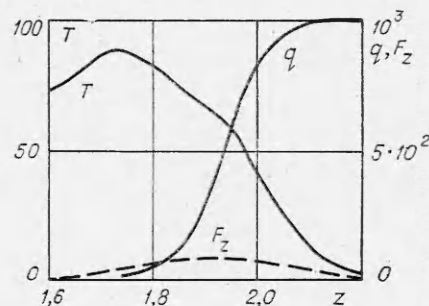
В начальный момент плазменный слой считался цилиндрическим с радиусом, равным радиусу луча, т. е. 0,4 см, равномерно нагретым по радиусу. Распределение температуры по координате z взято из решения одномерной плоской задачи [3] для аналогичного варианта в момент времени около 50 нс. Этот момент взят за начало отсчета времени в расчете. Первоначальная толщина плазменного слоя $L = 0,5$ см, т. е. почти вдвое меньше диаметра цилиндра и луча. Начальная энергия около 25 Дж, к концу действия лазерного импульса (300 нс) энергия составляла примерно 175 Дж. Излучение лазера распространялось по оси z в отрицательном направлении.

Полное число расчетных слоев по времени более 50. Шаг по пространству (как по радиусу, так и по оси z) равнялся 0,1 см. Уравнение переноса интегрировалось вдоль 50 лучей в обоих направлениях (10 значений угла φ в пределах от 0 до π и 5 значений угла θ в пределах от 0 до $\pi/2$) для каждой из 6 спектральных групп.

Результаты расчетов показаны на фиг. 2–6, где t — время, нс; r — радиус, z — координата, см; T — температура, 10^3 К; W — величина потерь энергии на излучение, Дж; q , F — плотности лазерного и собственного потоков излучения, МВт/см².



Фиг. 5



Фиг. 6

На фиг. 2 показаны распределения температуры вдоль оси симметрии (по z при $r = 0$) для нескольких моментов времени. Картина качественно близка к полученной ранее при решении одномерной задачи [3]: достаточно быстро устанавливается квазистационарный режим распространения плазменного фронта навстречу излучению, максимальная температура остается практически неизменной. Скорость его распространения (~ 70 км/с), а также максимальная температура за фронтом (90 000 К) близки к соответствующим значениям в плоском случае.

На фиг. 3 приведены зависимости от времени границы плазменной области (точнее, точек с температурой 3000 К) в трех характерных направлениях навстречу лазерному лучу (z^+), в противоположном направлении (z^-) и в направлении R , перпендикулярном оси симметрии ($z = 0$). К моменту $t = 300$ нс длина плазменного факела ($z^+ + |z^-|$) достигла 3,5 см, что более чем в 4 раза превышает диаметр облучаемого пятна, в боковом

направлении размер факела увеличился почти в 3 раза по сравнению с первоначальным размером. Штрихпунктирная кривая соответствует продвижению зоны с максимальной температурой за фронтом.

На фиг. 4 изображены изотермы, характеризующие пространственное распределение температуры внутри факела для двух моментов времени 153 и 233 нс.

Потери энергии из факела за счет излучения в зависимости от времени представлены на фиг. 5. Величина W высветившейся энергии определялась по интегральным потокам, выходящим через торцевые и боковую поверхность цилиндра, внутри которого находится факел. Значение энергии, вышедшей через боковую поверхность, обозначено индексом 0, через торцевую поверхность навстречу лазерному лучу индексом +, а в противоположном направлении индексом —. Основная потеря энергии происходит за счет высвечивания через боковую поверхность. Однако полная величина потерь энергии $W = W_0 + W^+ + W^-$ оказалась достаточно малой. Так, к 300 нс $W \approx 7$ Дж, что составляет всего лишь около 4% энергии, подведенной ОКГ.

На фиг. 6 показано распределение вдоль z (при $r=0$) плотности q потока излучения лазера и плотности F_z потока собственного излучения, а также температуры T вблизи переднего фронта плазмы для момента времени 233 нс. Видно, что лазерное излучение начинает заметно поглощаться в области с температурой выше 10 000—15 000 К. Из фиг. 6 следует, что характерная глубина проникновения лазерного излучения в плазму (падение q в e раз) составляет $\sim 0,2$ см. Примерно такое же расстояние от точки, где поток собственного излучения достиг максимума, до места, где он практически полностью поглощается. Температура достигает максимального значения на расстояниях $\sim 0,4$ см от точки, где начинается интенсивное поглощение лазерного излучения.

Таким образом, характерная ширина плазменного фронта Δ составляет 0,2—0,4 см, т. е. меньше радиуса луча. Кроме того, потоки собственного излучения вообще гораздо ниже q_0 , они обеспечивают лишь прогрев плазмы до температуры «поджига» [1—3] и инициируют поглощение лазера, в основном же фронт движется за счет энергии лазера. Этим же объясняется и вытянутый характер факела — вбок расширение происходит лишь за счет потоков F_r , которые порядка F_z или ниже их. Становится понятным, почему в данном случае передний плазменный фронт движется со скоростью, близкой к скорости в плоском случае: эффекты двумерности проявляют себя лишь вдали от переднего фронта, вне области, где выделяется энергия лазерного излучения; поэтому критерием близости к плоскому случаю является условие $\Delta \leq R_0$, а не $L \leq R_0$.

Поскольку движение границ факела в боковом направлении и назад постепенно замедляется, накапливающиеся гидродинамические возмущения в конце концов приводят к образованию ударной волны и расширению плазмы по гидродинамическому механизму. Однако этот процесс при условии $\Delta \leq R_0$ не влияет на движение переднего фронта по радиационному механизму.

Таким образом, при энергиях порядка 100—1000 Дж можно наблюдать движение плазменных фронтов по радиационному механизму при скоростях, существенно превышающих скорости распространения светодетонационных волн. Такие энергии находятся в пределах достигнутого уже в настоящее время (см., например, [7]). Представляет интерес проведение соответствующих экспериментов и сравнение их результатов с приведенными выше теоретическими предсказаниями.

Поступила 6 V 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Нагревание газа под действием мощного светового импульса.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, № 5, с. 1508—1519.
2. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
3. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В., Орлова Т. И. Распространение плоских сверхзвуковых радиационных волн.— «Физика плазмы», 1975, т. 1, № 6.
4. Маркелова Л. П., Немчинов И. В., Шубадеева Л. П. Остывание нагретой области, образованной при пробое воздуха излучением ОКГ.— ПМТФ, 1973, № 2.
5. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
6. 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 воздуха. М., «Наука», 1970.
7. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизов Г. В., Федотов С. И., Шиканов А. С. Мощная лазерная установка и исследование эффективности высокотемпературного нагрева плазмы.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 1, с. 203—212.

УДК 539.196.198

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНДЕНСАЦИИ
ПЕРЕСЫЩЕННОГО ГАЗА

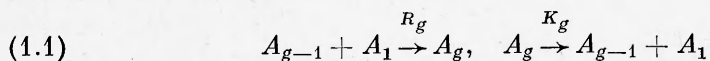
В. К. Конохов, В. Н. Файзулаев

(Москва)

В последние годы усилился интерес к исследованию микроскопической картины фазового перехода в пересыщенном газе [1—3]. Это обусловлено тем, что в ряде случаев (конденсация газа в сверхзвуковых соплах ракетных двигателей и газодинамических лазеров, в аэродинамических трубах) роль начальной стадии зародышеобразования оказывается определяющей для процесса конденсации пересыщенного газа. Теоретически кинетика этой стадии зародышеобразования мало изучена. Постановка и решение задач, связанных с исследованием кинетики конденсации, не выходили существенно за рамки классической капельно-жидкостной теории зародышеобразования [4], основы которой были заложены в работах [5—7]. Так, в [8—11] при анализе нестационарного процесса конденсации использовалось макроскопическое описание кинетики образования и развала зародышей, которое непригодно для частиц небольших размеров. Наиболее полно в настоящее время разработана статистическая методика расчета равновесных концентраций зародышей в пересыщенном газе [12—14]. Однако в рамках классической теории [4] она не может быть использована для анализа начальной стадии зародышеобразования.

Цель данной работы — разработка кинетической модели зародышеобразования с учетом особенностей протекания процессов ассоциации и диссоциации комплексов малых размеров [15].

1. В основе классической теории лежит предположение о возможности термодинамического описания состояния гетерогенной системы, состоящей из молекул пересыщенного газа и зародышей жидкой фазы. Предполагается, что зародыши, присутствующие в небольшой концентрации в газе, находятся в тепловом равновесии с ним, а скорости процессов



образования зародышей R_g и их развала K_g удовлетворяют соотношению

$$(1.2) \quad N_{g-1}R_g = N_gK_g, \quad N_g = N_1^0 \exp(-\Delta\Phi(g)/T),$$