

СТАЦИОНАРНЫЙ РЕЖИМ РАДИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОГО
ДВИЖЕНИЯ НАГРЕВАЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОПТИЧЕСКОГО
КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА ПАРОВ С УЧЕТОМ
ТЕМПЕРАТУРНОЙ И ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

С. П. Попов

(Москва)

Исследуется влияние температурной и ионизационной неравновесности на параметры стационарного радиально-симметричного движения паров, испаряющихся с поверхности твердого тела под действием излучения оптического квантового генератора (ОКГ). Приводятся результаты расчетов для диапазона плотностей потока излучения $q = 5\text{--}200 \text{ Мвт/см}^2$ и радиуса фокусировки $r_0 = 1\text{--}0,01 \text{ см}$. Проведенное сравнение с равновесной теорией, разработанной в [1], показывает, что в указанных диапазонах плотностей потока излучения учет неравновесности уменьшает примерно в 2—2,5 раза значения критического потока, при котором происходит переход от режима без экранировки к режиму экранировки.

Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии сферической (или цилиндрической) симметрии был рассмотрен в работе [1], причем коэффициент поглощения излучения считался постоянным или изменяющимся степенным образом с температурой и плотностью, что соответствует воздействию излучения с большими плотностями потоков и высоким температурам паров. Были найдены условия существования стационарного режима, зависимости расхода массы и величины давления на поверхность твердого тела, а также максимальные температуры газа от величины полного падающего потока излучения и радиуса сферы. Представляет интерес решение задачи в той же постановке, но с учетом реальной зависимости коэффициента поглощения от температуры и плотности. В связи с этим могут быть исследованы стационарные режимы и с достаточно низкими температурами ($T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$) и плотностями потока излучения ($q \approx 100 \text{ Мвт/см}^2$), т. е. в областях, где происходит переход от режима без экранировки к режиму с экранировкой для $r_0 = 0,01\text{--}1 \text{ см}$. Как отмечено в работе [2], именно в этих диапазонах плотностей потока излучения и температур существенное влияние на разогрев паров оказывает температурная неравновесность, в случае [2] снижающая значения q_c , при которых экранировка происходит за заданное время. Аналогичное явление должно иметь место и для стационарного режима. Благодаря температурной неравновесности будут снижаться q_c , определенные в [2] как переходные от режима без экранировки к режиму с экранировкой.

Система газодинамических уравнений стационарного движения и нагрева паров излучением ОКГ при наличии радиальной симметрии, а также граничные условия соответствующей задачи подробно описаны в [1].

Коэффициент поглощения излучения κ , играющий определяющую роль в развитии газодинамических процессов движения и нагрева вещества при поглощении им излучения, в области температур, соответствующих началу и завершению первой ионизации, имеет довольно сложную зависимость от термодинамических величин. При сравнительно малых степенях ионизации α основной вклад в поглощение излучения ОКГ с энергией квантов $\epsilon < I_1$ (I_1 — потенциал первой ионизации) вносит фотопоглощение возбужденными атомами. С повышением α преобладающим становится тормозное поглощение электронов при взаимодействии с ионами и атомами. Степень ионизации очень сильно (экспоненциально) зависит от температуры, а при отсутствии термодинамического равновесия определяется температурой электронов. Поэтому для правильного определения коэф-

коэффициента поглощения в условиях, когда равновесия нет, система газодинамических уравнений должна дополняться системой кинетических уравнений для определения температурной неравновесности, уравнениями установления равновесных значений степени ионизации и чисел заполнения возбужденных уровней атома.

Предположим, что энтальпию в неравновесном случае можно представить в виде

$$H = h_e + h_a + \alpha I_1 + \sum_n \beta_n E_n \quad (1)$$

причем $h_e = \gamma p_e / \rho (\gamma - 1)$ — энтальпия электронного газа, $h_a = \gamma p_a / \rho (\gamma - 1)$ — энтальпия ионного и атомного газа, αI_1 — энергия, затраченная на ионизацию, а $\sum_n \beta_n E_n$ — на возбуждение, где E_n — энергия возбуждения, β_n — числа заполнения возбужденных уровней атома. Введем обозначения

$$h = h_e + h_a, \quad I = \alpha I_1 + \sum_n \beta_n E_n$$

Подставляя (1) в газодинамические уравнения и предполагая, что излучение поглощается только электронами и ионизация и возбуждение осуществляются при электрон-атомных столкновениях, получим систему уравнений для определения температурной неравновесности

$$\frac{\alpha}{\gamma - 1} \frac{dT_e}{dr} + \left(\frac{T_e}{\gamma - 1} + I_1 \right) \frac{d\alpha}{dr} + \sum_n E_n \frac{d\beta_n}{dr} + \frac{Q}{u} + \frac{\alpha T_e}{u} \left(\frac{du}{dr} + \frac{2u}{r} \right) = \alpha \frac{F \kappa \rho}{M}$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dT_a}{dr} + \frac{T_a}{u} \left(\frac{du}{dr} + \frac{2u}{r} \right) = \frac{Q}{u} \quad (2)$$

$$\frac{du}{dr} = u (\gamma - 1) \frac{(F \kappa \rho / M - dI/dr - 2h/r)}{u^2 - (\gamma - 1) h} \quad (3)$$

При записи уравнений (2), (3) приняты те же обозначения, что в работе [1], а обменный член является таким же, как в [2], a — размерный множитель, зависящий от единиц измерения электронной температуры T_e и температуры ионов и атомов T_a , показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

Коэффициент поглощения определялся аналогично [2], но фотопоглощение находилось суммированием по состояниям (сечения считались водородоподобными), а заселенность уровней — по соответствующим кинетическим уравнениям. Считалось, что заселенность данного уровня определяется возбуждением электронным ударом нижних уровней, ионизацией с этого уровня электронным ударом и для уровней с энергией связи $\epsilon_n \leq \epsilon$ учитывалась фотоионизация излучением ОКГ. Сечения соответствующих процессов определялись в соответствии с [3].

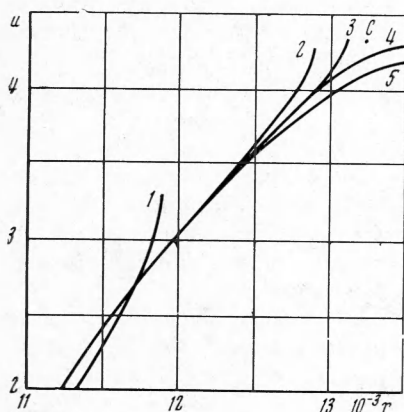
Степень ионизации находилась из уравнения

$$\frac{d\alpha}{dr} = \frac{C(T_e, \rho, \alpha)}{u} \left(\frac{\alpha_p^2 (1 - \alpha)}{1 - \alpha_p} - \alpha^2 \right) \quad (4)$$

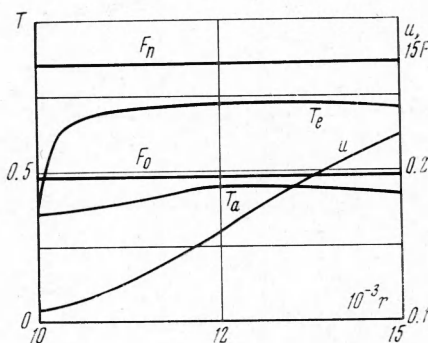
где α_p — равновесное значение степени ионизации.

Увеличение числа уравнений по сравнению с равновесной теорией ведет к некоторому изменению методики расчетов, описанной в [1]. Решение уравнений (2) — (4) велось от поверхности твердого тела ($r = r_0$) к критическому сечению, а не наоборот. Считалось, что в точке r_0 $T_a = T_e$, $\alpha = \alpha_p$, и величины β_n определялись по бoльцмановскому распределению. При задании r_0 и потока излучения, падающего на поверхность твердого

тела \bar{F}_0 , а также всех констант, определяющих граничные условия по теории [1] (теплоты испарения Q_v , коэффициента отражения k_r и т. д.), остается неопределенным значение одной из газодинамических величин (u_0 или ρ_0). Эта неопределенность устраняется требованием непрерывного ускорения газа при переходе через скорость звука, что имеет место при определенном значении u_0 , которое обозначим u_c . Приведем результаты расчетов для Al (теплота испарения $Q_v = 10^{11}$ эрг/г, коэффициент отражения $k_r = 0.72$) энергия квантов падающего излучения $\epsilon = 1.16$ эв. В дальнейшем везде полагается, что единица измерения скорости — u (км/сек), давления — $p = 100$ бар, потока излучения в единице телесного угла — F (Квт), расстояний — r (см), плотности потока — q (Мвт/см²).



Фиг. 1



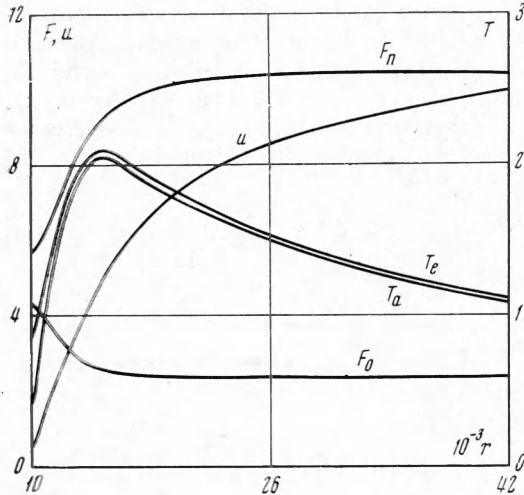
Фиг. 2

На фиг. 1 приведены результаты одного решения — зависимости $u(r)$ при различных значениях u_0 на поверхности твердого тела. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $u_0 > u_c$, кривые 4 и 5 — $u_0 < u_c$. Значения u_0 для кривых 1, 2, 3, 4, 5 равны 0.340, 0.330, 0.328, 0.327 и 0.325 соответственно. Параметры в звуковой точке (точка C на фиг. 1) определялись линейной экстраполяцией всех величин из области, где решения типа 3 и 4 совпадают. По найденным параметрам в звуковой точке находились значения всех производных (методика описана в [1]) и тем самым контролировалась точность проводимой экстраполяции значений в звуковую точку. По найденным производным в критическом сечении осуществлялся выход из него и счет уравнений продолжался до прекращения изменения F , и таким образом определялся полный поток излучения на бесконечности F_∞ .

На фиг. 2 представлен результат расчета стационарного режима для $r_0 = 0.01$ и $q_\infty = 40$ Мвт/см². Падающий поток излучения F_n и отраженный F_0 практически парами не поглощается: экранировка поверхности отсутствует. Максимальные температуры в парах — порядка температуры фазового перехода, T_e примерно на 0.3 эв больше T_a . Радиус критического сечения $r^* = 0.012$, скорость в критическом сечении $u^* = 0.15$.

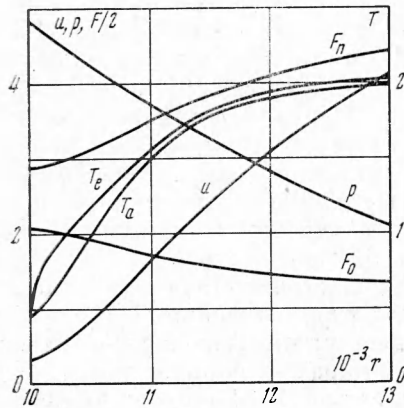
На фиг. 3 показано распределение параметров для того же значения r_0 , но $q_\infty = 108$ Мвт/см². Температуры в парах значительно превышают температуры на поверхности твердого тела. Пары экранируют поверхность от падающего излучения. На фиг. 4 в более крупном масштабе показана дозвуковая область. Наибольшее отличие T_e от T_a наблюдается вблизи поверхности тела. С повышением температуры разность $T_e - T_a$ уменьшается. При температурах $T > 0.7$ эв можно считать, что $\alpha = \alpha_p$ и уровни заполнены по больцмановскому закону.

На фиг. 5 представлены зависимости параметров в критическом сечении от падающего потока F_∞ для $r_0 = 0.01$ см. С увеличением F_∞ увеличивается T^* , u^* , а r^*/r_0 и $M = u^*/c$ (где c — скорость звука, соответствующая параметрам на твердом теле) уменьшаются. На фиг. 5 цифрами 1, 2, 3, 4 отмечены кривые, соответствующие величинам T^* , u^* , r^*/r_0 , M . В точке с $F_\infty = 4$, где осуществляется режим без экранировки, $M \rightarrow 1$, звуковая точка приближается к твердому телу, а максимальные температуры в парах становятся порядка температуры фазового перехода. Область с $F_\infty > 4$, но $F_\infty < 8$, можно интерпретировать как область отсутствия стационарного режима. По-видимому, здесь будет существовать нестационарность. Представляет интерес исследовать этот режим экспериментально и теоретически.

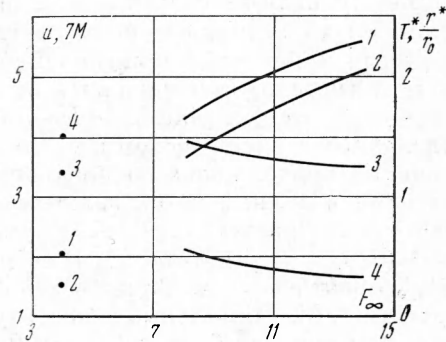


Фиг. 3

На фиг. 6 изображены распределения T^* (q_∞) для различных r_0 (кривые 1, 2 и 3 соответствуют 0.1, 0.032 и 0.01 см), рассчитанные с учетом неравновесности (сплошные кривые) и по равновесной теории (пунктирные кривые). Для $r_0 = 0.1$ см и $T^* = 4$ эв по равновесной теории $q_\infty = 140$ Мвт/см², а по неравновесной теории $q_\infty = 55$ Мвт/см². При $r_0 = 0.03$ см и $T^* = 3$ эв по равновесной теории $q_\infty = 200$ Мвт/см², по неравновесной



Фиг. 4



Фиг. 5

$q_\infty = 105$ Мвт/см² и, наконец, для $r_0 = 0.01$ см и $T^* = 2$ эв равновесное значение $q_\infty = 185$ Мвт/см², неравновесное $q_\infty = 105$ Мвт/см². В среднем неравновесность уменьшает плотности потока излучения примерно в 2—2.5 раза. На фиг. 6 можно определить критические плотности потока q_c , соответствующие переходу к режиму с развитой экранировкой. Для $r_0 = 0.01$ см $q_c = 80$ Мвт/см², для $r_0 = 0.032$ см $q_c = 40$ Мвт/см², а для

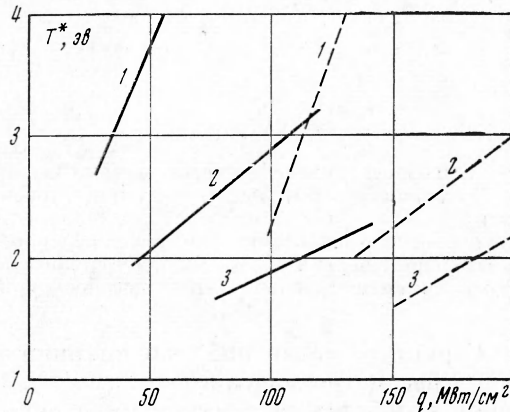
$r_0 = 0.1 \text{ см}$ $q_c = 30 \text{ Мвт/см}^2$. Были рассчитаны также максимальные значения q_∞ , при которых осуществляется стационарный режим с низкими температурами, соответствующие значения для $r_0 = 0.32 \text{ см}$ и $r_0 = 1 \text{ см}$ $q_\infty = 6 \text{ Мвт/см}^2$ и $q_\infty = 4 \text{ Мвт/см}^2$.

Отметим, что при плотностях потока $q < 5 \text{ Мвт/см}^2$ температурная неравновесность мала и появляются зоны падения скорости паров между твердым телом и критическим сечением. При больших q таких зон нет, что объясняется достаточно большим коэффициентом поглощения у границы с твердым телом, обусловленным температурной неравновесностью. По равновесной теории эти зоны существуют при значительно больших q .

Проведенные расчеты показывают, что с точки зрения неравновесных процессов качественно можно выделить несколько областей. В области, непосредственно примыкающей к поверхности твердого тела (протяженностью порядка сотых долей r_0), существует температурная и ионизационная неравновесность, а заполнение уровней отличается от бoльцмановского. В области $T > 0.7 \text{ эв}$ имеется только температурная неравновесность, а область $T > 1.5 \text{ эв}$ можно считать равновесной. В сверхзвуковой части, где происходит охлаждение газа, может существовать ионизационная неравновесность, заключающаяся в «закалке» степени ионизации.

С целью выяснения влияния на проведенные расчеты выбранных постоянных ударной ионизации и возбуждения атомов электронным ударом были проведены расчеты с измененными на порядок (увеличенными или уменьшенными) константами, определяющими соответствующие сечения. Расчеты показали, что решения всей газодинамической задачи мало чувствительны к таким изменениям. Радиус критического сечения при этом изменяется на 20—30%. Это может быть объяснено незначительной протяженностью области, где существенны ионизационная неравновесность и заполнение по уровням отличается от равновесного.

Автор благодарит И. В. Немчинова и О. С. Рыжова за предложенную тему исследования и за обсуждение результатов.



Фиг. 6

Поступила 16 III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2, стр. 300—319.
2. 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.
3. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.