

ЭКРАНИРОВКА ПОВЕРХНОСТИ, ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА, ПРИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ И ИОНИЗАЦИОННОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

И. В. Немчинов, С. П. Попов

(Москва)

Проведенные расчеты кинетики процесса разогрева излучением оптического квантового генератора (ОКГ) паров, испаряющихся с поверхности твердого тела, указывают на существование температурной и ионизационной неравновесности (для Al при плотностях потока падающего излучения q более 50 Мвт/см^2 при временах порядка 1 мксек и менее). Учет неравновесности значительно снижает «критическое» значение плотности потока q_* , соответствующее началу экранировки за заданное время t или время t_* ее развития при заданной плотности потока q , по сравнению с равновесной теорией процесса. Проводится обсуждение некоторых физических процессов, которые помимо учтенных в работе могут влиять на возникновение «вспышки».

Воздействие излучения ОКГ на поверхность твердого тела может осуществляться в двух существенно различных режимах:

1) Пары имеют температуру T , близкую к температуре фазового перехода T_v , слабо ионизованы и практически прозрачны для падающего излучения (волна испарения без «экранировки», испаряющейся поверхности [1-4]);

2) пары нагреты до $T \gg T_v$, сильно ионизованы (по крайней мере однократно) и существенно поглощают падающее излучение, лишь небольшая часть которого достигает испаряющейся поверхности (поверхность «экранирована» [4-7]).

Поскольку распределение параметров в слое паров, законы их изменения во времени t и сами характерные значения параметров (температуры T , давления p , плотности ρ и скорости истечения u и т. д.) существенно различаются в зависимости от того, в каком режиме осуществляется воздействие, то представляет интерес выяснить, каков процесс перехода от одного режима к другому.

Известно явление пробоя в холодных газах под действием луча ОКГ (обзор работ дан в [8]). В [9, 10] одним из авторов данной работы была разработана теория полностью равновесной вспышки. Вспышка отличается от пробоя в первую очередь тем, что вследствие достаточно высоких температур паров они уже заметно ионизованы. Так, при величинах T_v , соответствующих p порядка $10^2 - 10^3 \text{ бар}$, типичное значение степени ионизации $\alpha = 10^{-4}$ (от полного числа частиц). Поэтому число ν_{ee} столкновений электронов с электронами и число ν_{aa} столкновений атомов с атомами, а также число столкновений ν_{ia} ионов с атомами таково, что можно говорить о наличии электронной температуры T_e , атомной температуры T_a и ионной температуры T_i .

В самом деле, например, при воздействии на алюминий излучения ОКГ с плотностью потока $q = 100 \text{ Мвт/см}^2$ в парах имеем $T = 4500^\circ\text{K}$, $\rho = 10^{-2} \text{ г/см}^3$, $\alpha = 0.45 \cdot 10^{-3}$, $\tau_{ee} = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$, что значительно меньше характерного времени воздействия излучения τ и времени развития вспышки t_* . Время установления температуры атомов при тех же параметрах $\tau_{aa} = 0.15 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$, для ион-атомных столкновений получаем $\tau_{ia} = 0.15 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$. Следовательно, за времена $\sim 10^{-12} \text{ сек}$ устанавливается температура электронов T_e , атомов T_a и ионов T_i , причем T_i практически равно T_a (в дальнейшем полагаем $T_a = T_i$).

Выравнивание T_e с T_i происходит двумя различными механизмами. Первый, играющий важную роль при высоких степенях ионизации, — столкновения с ионами. Характерное время электрон-ионной релаксации $\tau_{ei} = 0.5 \cdot 10^{-8}$ сек. Второй, преобладающий в начальной стадии процесса, — столкновения с атомами, время электрон-атомной релаксации $\tau_{ea} = 0.5 \cdot 10^{-9}$ сек. В то же время типичная длительность τ воздействия ОКГ в режиме модулированной добротности $3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-7}$ сек [6, 7]. Характерная длительность τ отдельного пика в режиме свободной генерации 10^{-6} сек [1, 3]. Следовательно, значительная часть энергии, поглощенная электронами, расходуется не только на разогрев сравнительно небольшого числа электронов, но и на подъем температуры всего газа в целом (увеличение ионной и атомной температуры). В первом грубом приближении можно считать, что $T_e = T_i = T$, а степень ионизации α определяется равновесной температурой вещества T согласно уравнению Саха. Такое предположение делалось в [9, 10]. В соответствии с этой работой развитие вспышки происходит следующим образом. Так как величина α (при $\alpha \ll 1$) зависит от температуры по экспоненциальному закону с большим показателем (ибо первый потенциал ионизации $I_1 \gg T$), то достаточно небольшого повышения температуры для сильного возрастания α . Например, при $I_1/T = 10$ достаточно повысить T на 10%, чтобы α увеличилась примерно втрое, соответственно увеличивается коэффициент поглощения κ , а с ним и скорость роста T , α , κ и т. д. (процесс разогрева носит «самоускоряющийся» характер — происходит вспышка поглощения).

В отличие от пробоя вспышка происходит в движущемся веществе. Расширение паров при их разлете в разреженную среду или в вакуум сопровождается их адиабатическим охлаждением, которое может даже подавлять нагрев за счет поглощения излучения. По мере роста толщины слоя паров и падения градиента давления, роль адиабатического охлаждения постепенно уменьшается, в то время как интенсивность энерговыделения за счет поглощения излучения остается неизменной (при постоянной плотности потока падающего излучения и без учета отвода тепла в глубь тела путем обычной теплопроводности). Следовательно, в какой-то момент роль обоих факторов сравнивается и тогда начинается описанный выше процесс разогрева. Таким образом, в условиях полной равновесности вещества вспышка носит критический характер.

Ю. В. Афанасьев и О. Н. Крохин [11] при оценке момента начала существенного разогрева паров исходили из того, что такой разогрев должен начинаться при сильном поглощении излучения, что имеет место, если оптическая толщина порядка единицы, точнее $\tau = 0.28$, т. е. такая же, как в приближенной теории самосогласованного режима [5].

Теория возникновения вспышки [9, 10] основана на локальном критерии равенства энерговыделения за счет поглощения излучения и охлаждения, обусловленного разлетом. Этот критерий при постоянном потоке можно также привести к $\tau = \tau_*$, но τ_* зависит от теплофизических свойств вещества, таких как теплота испарения Q , энтальпия паров при фазовом переходе h_v и от коэффициента отражения k_r . При типичных значениях этих параметров оказывается, что вспышка происходит при практически прозрачных парах, т. е. $\tau_* \ll 1$ (например, для алюминия при оптической толщине τ_* порядка 0,01).

Расчетные значения плотности потока q_* , при которой возникает вспышка в горячих парах, не только значительно меньше соответствующих значений, необходимых для пробоя в холодных газах, но и значительно ниже оценочных значений, приведенных в [11].

Однако, как показало сопоставление результатов экспериментов А. И. Петрухина [12] с расчетами В. И. Бергельсона по теории [9, 10], проведенными на ЭВМ для реальной формы импульса, имевшей место в [12], экранировка наступает при еще меньших величинах q_* , чем это следовало из указанной теории. Поэтому пришлось заново [13] проанализировать исходные предположения [9, 10], и в первую очередь — предположение о близости паров к состоянию температурного и ионизационного равновесия.

Согласно оценкам [14] в условиях плотностей потока $q \leq 10^9$ Мвт/см², что имело место в [12], отрыв электронной температуры от атомной должен быть мал: $\Delta = T_e - T_i \ll T_e \approx T$. Однако критерием слабого влияния такого отрыва в силу резкой экспоненциальной зависимости $\alpha(T)$ должно быть не указанное неравенство, а более сильное: $\Delta(I_1/T) \ll T$. Более того, увеличение T_e и α и, соответственно, κ приводит к еще большему возрастанию ΔT .

Заметим, что подобного рода эффект уже отмечался в [15] при оценках начала экранировки излучающей сильной ударной волны газом перед ее фронтом, которая, как следует из соответствующих экспериментов, также наблюдается раньше, чем предсказывается чисто равновесной теорией [16].

1. Система уравнений, описывающих нагрев электронов излучением с учетом затрат на работу адиабатического расширения и передачи энергии атомам и ионам (при столкновениях), а также нагрев ионов и атомов бла-

годаря такой передаче энергии, имеет вид

$$\begin{aligned} (c_v)^e \frac{dT_e}{dt} + J + p_e \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} &= f - (Q_{ea} + Q_{ei}) \\ [(c_v)^i + (c_v)^a] \frac{dT_i}{dt} + (p_a + p_i) \frac{1}{v} \frac{dv}{dt} &= (Q_{ea} + Q_{ei}) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $(c_v)^e$, $(c_v)^a$, $(c_v)^i$ — теплоемкости соответственно электронов, атомов и ионов; p_e , p_a , p_i — их парциальные давления. Так как оценки времен релаксации степени ионизации к своему равновесному значению убывают на сравнимость их с характерными временами экранировки t_* , то уравнения (1.1) дополняются уравнением кинетики процесса ионизации

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_p n_a n_e - \beta_p n_i n_e^2 \quad (1.2)$$

где n_e , n_a , n_i — число электронов, атомов и ионов в 1 см^3 ; α_p и β_p — соответственно константы скорости ионизации и рекомбинации.

Введем некоторые непринципиальные упрощающие предположения относительно членов, входящих в (1.1) и (1.2). Первые члены в (1.1) выражают затраты энергии на повышение температуры электронов, ионов и атомов. Фигурирующая в (1.1) величина J учитывает потери энергии электронами на ионизацию. Электроны, вылетевшие из атома, имеют незначительную тепловую скорость и необходима еще дополнительная энергия для нагрева их до температуры электронов. При рассмотрении процесса развития экранировки ограничиваемся температурами $\sim 0.3 \div 2 \text{ эв}$, учитывая, что

$$J = \left(i_1 + \frac{3}{2} T_e \right) \frac{dn_e}{dt} \quad (1.3)$$

где I_1 — потенциал первой ионизации.

Члены $p_e dv/vdt$ и $(p_i + p_a) dv/vdt$ описывают охлаждение электронов, ионов и атомов за счет адиабатического разлета.

Рассмотрим более подробно члены Q_{ei} и Q_{ea} , описывающие обмен энергией между электронами и ионами и электронами и атомами. Время релаксации для установления максвелловского распределения между заряженными частицами дается в [16]. В частном случае для электронов и однократнозаряженных ионов имеем

$$\tau_{ei} = \frac{3,5 \cdot 10^8 A T_e^{3/2}}{n_i Z^2 \ln \Lambda} \quad (1.4)$$

где A — атомный вес ионов, Z — их заряд, для параметров рассчитываемых задач $\ln \Lambda \approx 6$, n_i — число ионов в 1 см^3 , T_e — температура электронов в эв, τ_{ei} — в сек.

Для времени релаксации температуры при столкновениях электронов с атомами имеем

$$\tau_{ea} = \frac{m_a}{n_a \langle v_e \rangle \sigma 2m_e} \quad (1.5)$$

Здесь $\langle v_e \rangle$ — средняя скорость электронов; σ — газокинетическое сечение упругого столкновения; $\sigma = \pi r^2$, причем r для тяжелых элементов выбирался равным размеру атома в модели Томаса — Ферми, а для легких — равным значению радиуса атома в боровской модели — $r = n a_0 \sqrt{I_H/I_1}$, $I_H = 13,6 \text{ эв}$, n — главное квантовое число электрона внешней оболочки в основном состоянии атома; a_0 — боровский радиус; m_e — масса электрона; m_i — масса иона. При недостаточно высоких температурах присутствуют оба механизма обмена, и общее время релаксации будет иметь вид

$$1/\tau = 1/\tau_{ei} + 1/\tau_{ea}$$

Для потока энергии от электронов к ионам и атомам в 1 см^3 используем выражение

$$Q_{ei} + Q_{ea} = 3/2 n_e (T_e - T_i) 1/\tau \quad (1.6)$$

Член в (1.1), описывающий поглощение излучения электронами, в предположении почти полной прозрачности паров имеет вид

$$f = (1 + k_r) q (\kappa_i + \kappa_n) \quad (1.7)$$

κ_i — массовый коэффициент поглощения благодаря свободно-свободным переходам электрона в поле иона и связанно-свободным переходам с высоко-возбужденных состояний атома, а κ_n — коэффициент тормозного поглощения при столкновениях с нейтральным атомом. При расчете величины κ_i тормозное поглощение учитывалось в предположении, что фактор Гаунта равен единице, а фотоэффект с высоковозбужденных состояний — по водородоподобному приближению Унзольда — Крамерса с заменой суммирования по состояниям на интегрирование [16]. При таком подходе величина κ_i в $\exp(\epsilon / T)$ раз превышает коэффициент тормозного поглощения на ионах. Заметим, что, например, для Al и рубинового ОКГ поглощение происходит, начиная с возбужденного уровня с главным квантовым числом $n = 4$, который с достаточной для первоначальных расчетов точностью можно считать водородоподобным. При расчете κ использовалась теория [17] с точным вычислением интегралов, входящих в приведенные в работе [17] соотношения, что, кстати, приводит к отличию примерно на порядок по сравнению с приведенными в этой же работе приближенными выражениями этих интегралов. Величина σ бралась такой же, как и в (1.5). Равновесная степень ионизации (непосредственно за волной испарения) определялась по уравнению Саха с использованием точных статистических весов и энергетических уровней неводородоподобного атома. При расчете неравновесного коэффициента поглощения степень ионизации определялась по приведенным выше уравнениям кинетики, а заселенность уровней считалась больцмановской, но соответствующей электронной температуре T_e .

В уравнении (1.2) в качестве α_p использовалась константа скорости ионизации атома из основного состояния электронным ударом [16]. Тогда величина β_p определялась так, чтобы при ионизационном равновесии из (1.2) следовала правильная степень ионизации α для данной величины T_e .

Величину $dv / v dt$ будем считать заданной и находить ее из решения задачи об адиабатическом разлете газа в центрированной волне разрежения, распространяющейся за волной испарения. Предположение о том, что плотность можно находить из адиабатического решения, является довольно оправданным вплоть до момента начала вспышки, так как даже по равновесной теории вспышка начинается при оптической толщине слоя паров, значительно меньшей единицы, а учет неравновесности еще более сдвигает ее начало в область меньших толщин паров и времен, т. е. энерговыделение мало. Заметим, что для случая чисто равновесной вспышки было проведено сопоставление критерия начала ее развития, полученного в предположении, что член $dv / v dt$ задан, а волна разрежения — адиабатическая, с результатами прямого счета соответствующей газодинамической задачи при учете поглощения в парах, т. е. неадиабатичности. Оказалось, что совпадение весьма удовлетворительное.

Волна разрежения центрированная, так как ниже плотность потока падающего излучения считается постоянной и теплоотводом в глубь твердого тела пренебрегаем, и тогда соответственно постоянна скорость распространения волны испарения и все параметры в прозрачных парах непосредственно за ней. Наибольшая неточность здесь связана с предположением об отсутствии теплоотвода в глубь поверхности, так как из результатов расчетов оказалось, что времена развития экранировки сравнимы или даже меньше времен установления стационарной скорости распространения

волны испарения (следует иметь в виду, что в дальнейшем все времена отсчитываются с момента начала испарения).

Непосредственно за волной испарения считалось, что $T_e = T_i$, а степень ионизации равновесная. В данной работе расчеты параметров на волне испарения производились исходя из предположения, что температура паров за волной T_w равна температуре фазового равновесия T_v между жидким веществом и его одноатомным паром. При этом T_v определяется по давлению за волной испарения p_w , которое ниже, чем давление p_0 на поверхности, где начинается испарение, примерно в $(\gamma + 1)$ раз. Это имеет место, если предположить, что внутри переходного слоя происходит непрерывное квазиравновесное «объемное» испарение, а именно в начале появляются отдельные пузырьки, затем «капельная пелена», капли постепенно исчезают [4, 9, 10]. Такая же ситуация возникает и в том случае, когда будет иметь место равновесное [2] или неравновесное [1, 18–20] поверхностное испарение, но к концу переходной зоны устанавливается равновесие [9, 10, 14, 18].

Если имеет место поверхностное испарение и равновесие между паром и жидкостью не успевает установиться, то параметры за волной испарения необходимо определять из анализа структуры зоны на молекулярно-кинетическом уровне. Приближенное рассмотрение этой задачи проведено в [18, 19].

В этой работе не учитывается искажение функции распределения молекул, движущихся к поверхности, за счет попадания в эту группу рассеянных молекул, двигавшихся первоначально от поверхности; считается, что релаксация к новой равновесной функции происходит на расстоянии нескольких пробегов молекул и при этом в этой точке и далее не учитывается направленный от тела тепловой поток, обусловленный обычной теплопроводностью из этой зоны, который уширяет переходную зону.

Согласно результатам [18, 19] температура паров за волной испарения оказывается более низкой, чем в случае установления полного равновесия. Это приведет к более низким степеням ионизации у поверхности и к более поздним временам возникновения экранировки, чем в предположении фазового равновесия. Однако так как пар в такой ситуации пересыщенный, то согласно оценкам [14, 20] конденсация возникает за сравнительно короткие времена (закалка возникает лишь вдали от поверхности). Поэтому на небольших расстояниях от поверхности происходит установление фазового равновесия и можно использовать принятую в данной работе связь между температурой и давлением: $T_w = T_v(p_w)$.

В работах [2, 11] испарение считается поверхностным, но предполагается, что благодаря сильной теплопроводности в переходной зоне величина T_w примерно равна температуре фазового перехода T_v при давлениях p_0 на самой испаряющейся поверхности, т. е. в $(\gamma + 1)$ раз более высоких, чем принято в данной работе. Как следует из соответствующих оценок, это приводит к уменьшению времени t_* примерно в 3 раза.

Из сказанного ясно, что t_* чувствительно к предположениям о характере испарения и структуре переходной зоны. Вместе с тем механические и термодинамические параметры, такие как p , u , T , слабо зависят от этих предположений и точность современных экспериментов недостаточна для однозначного ответа на вопрос, каков же механизм испарения [3, 11]. Поэтому сопоставление теоретических результатов исследования процесса развития экранировки с экспериментальными данными в дальнейшем может дать ответ на этот весьма интересный вопрос.

Если известна связь между $T_w(p)$, а также установлено, что испарение полностью завершено, то соотношение между давлением p_w и плотностью потока q находится из законов сохранения и (для постоянного потока и от-

сутствия теплоотода) из условия Жуге. Необходимо также знать величину коэффициента отражения k_r . Согласно теории, с плавлением и дальнейшим повышением температуры он может изменяться и заметно отличаться от своего «табличного» значения в холодном состоянии. Кроме того, изменение гладкости поверхности при испарении, появление капельной пленки при объемном испарении также может привести к изменению этого коэффициента. Экспериментальные данные [20, 21] показывают, что возможно примерно двух-трехкратное уменьшение коэффициента отражения. Для рассмотренных веществ нет прямых экспериментальных данных k_r . Это вносит соответствующую неопределенность в последующие расчеты. Однако очевидно, что k_r сильно влияет на соотношение между давлением p_0 и плотностью потока q . Поэтому величина эффективного коэффициента отражения выбиралась так, чтобы удовлетворить измерениям соотношения между импульсом J и энергией E [3, 7].

Для примера приведем результаты расчетов на Al. Коэффициент отражения принимался равным 0.72, что приводит для режима испарения без экранировки к $J / E = 4 \text{ дин}\cdot\text{сек}/\text{дж}$. Сечение упругого рассеяния σ принималось равным $20.4 \pi a_0^2$. Зависимость $T_v(p)$ до $p = 110 \text{ атм}$ определялась по [22], а при больших давлениях, встречающихся в наших примерах, с помощью экстраполяции этих же данных.

В табл. 1 приведены значения всех параметров за волной испарения (индекс w) и давления на ударной волне p_s , которая распространяется по воздуху, необходимые для расчетов развития вспышки в воздухе, описываемых в следующем пункте.

Таблица 1

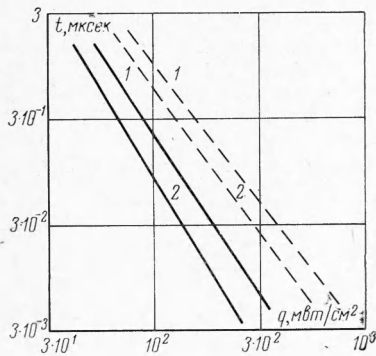
p_w , бар	T_w , °K	q_w , Мвт/см ²	χ_i^w , см ² /г	χ_n^w , см ² /г	p_s , бар
75.4	4100	53.0	2.36	1.01	48.9
152.0	4500	105.0	7.41	3.37	69.4
274.0	4900	186.0	19.4	8.72	91.2
452.0	5300	304.0	44.2	20.3	114.0

Результаты решения уравнений (1.1) и (1.2) для Al при энергиях падающих квантов $\epsilon = 1.78 \text{ эв}$ (1) (рубиновый лазер) и $\epsilon = 1.16 \text{ эв}$ (2) (лазер на неодимовом стекле) представлены на фиг. 1 в виде зависимости времени t (мксек) развития вспышки (после начала испарения) от плотности потока излучения (Мвт/см²) в предположении полной равновесности (пунктирные кривые) и с учетом различия T_e и T_i (сплошные кривые). Легко видеть, что учет этого эффекта заметно снижает «критическую» плотность q_* , соответствующую началу экранировки за заданное время t или времени t_* ее развития при заданной плотности потока q .

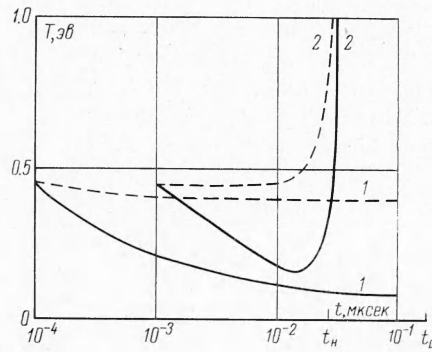
На фиг. 2 показана зависимость поведения решений системы от времени поступления частицы сквозь волну испарения. В качестве примера взят Al, плотность потока $186 \text{ Мвт}/\text{см}^2$, энергия квантов $\epsilon = 1.78 \text{ эв}$ (поведение решений для других элементов и потоков аналогично). Пунктирные кривые — T_e , сплошные — T_i , температуры T_e и T_i в эв, время t в мксек. На оси абсцисс t_p — время вспышки по равновесной теории [9, 10], t_n — по изложенной выше неравновесной теории. Если интегрирование начинать с достаточно малого времени (т. е. когда в начальный момент член адиабатического охлаждения очень велик), то вспышки может и не произойти (кривые I). При увеличении этого времени член адиабатического охлаждения уменьшается, меняется соотношение между ним и членом погло-

щения, так что в некоторый момент T_e и T_i начинают быстро возрастать (кривые 2). За время вспышки условно принималось время, когда $\alpha = 0.4$.

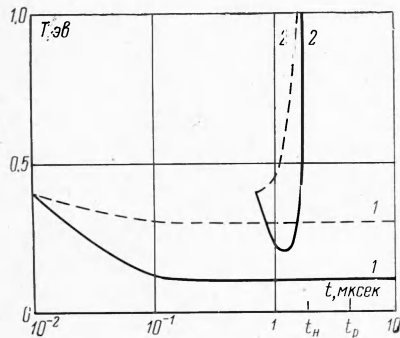
На фиг. 3 приведена та же зависимость для Al, но при меньшем потоке (53 Мвт/см^2). Сравнение с фиг. 2 показывает, что кривые резко изменяют характер своего поведения в зависимости от начала интегрирования. Уменьшается разность $\Delta = T_e - T_i$, время вспышки t_H приближается к t_p .



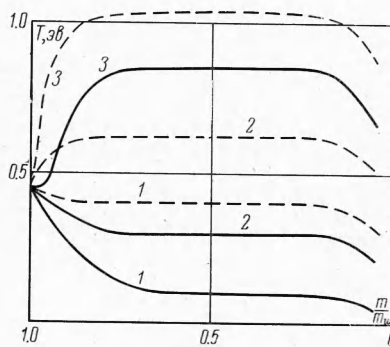
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



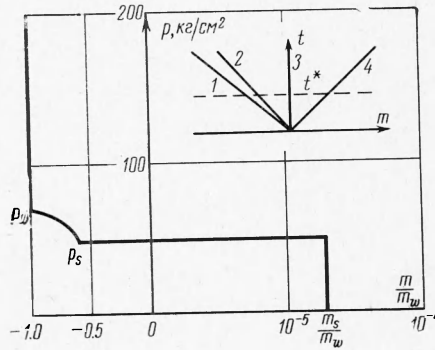
Фиг. 4

На фиг. 4 представлено распределение ионной и электронной температур по координате m / m_w в различные времена, отсчитываемые от начала испарения.

Масса отнесена к полной массе m_w испаренного вещества (Al). Плотность потока 186 Мвт/см^2 , $\epsilon = 1.78 \text{ эв}$. Кривые, отмеченные индексами 1, 2, 3 относятся к моментам $0.5 \cdot 10^{-2}$, 10^{-2} и $2.4 \cdot 10^{-2} \text{ мксек}$ (соответственно). Верхние кривые изображают распределение электронной температуры, нижние — ионной. Из представленных зависимостей следует, что при учете отрыва электронной температуры от ионной не только уменьшается время вспышки, но и изменяется характер распределения температуры. В случае равновесия T_e вместе с T_i быстро падает по мере удаления от испаряющейся поверхности и вспышка происходит недалеко от нее. При учете неравновесности разогрев электронов значителен и на большом удалении от поверхности. Видимо, это связано с увеличением времени релаксации при падении плотности вещества. Вместе с ростом T_e растет и κ , экранирующий слой возникает ближе к границе с вакуумом.

2. Были проведены аналогичные оценочные расчеты времен начала вспышки поглощения, но для случая разлета паров в среду. Среда предполагается прозрачной для излучения, падающего на поверхность испаряющегося тела, поэтому механизм увеличения энергии пара не будет отличаться от случая разлета в вакуум, если давление паров на волне испарения будет значительно больше давления среды. Однако при нарушении этого условия среда заметным образом начинает сдерживать разлет пара, и, таким образом, уменьшаются затраты энергии на адиабатическое расширение. В результате условия для возникновения вспышки выполняются в более ранний момент по сравнению со случаем разлета в вакуум.

На схеме фиг. 5 представлено развитие процесса адиабатического разлета пара в среду. Цифрой 1 отмечена волна испарения 2 — одна из характеристик в центрированной волне разрежения, 3 — контактный разрыв, 4 — ударная волна, распространяющаяся по среде. На фиг. 5 показано распределение давления в момент времени t^* .



Фиг. 5

В слое, где давление выравнено, разогрев идет с самого начала воздействия излучения (исчезает критический характер вспышки). Наибольшие температуры будут достигнуты в тех частицах, которые раньше всех испарились, т. е. вспышка происходит в слоях вещества, прилегающих к среде.

Расчет кинетических уравнений процесса развития вспышки пара, разлетающегося в среду, проводился по той же программе, что и без учета среды. Изменения касались члена, учитывающего работу сил адиабатического расширения, а именно при $t_0 \leq t \leq t_k$ он считался таким же, как и для случая разлета в вакуум, а при $t > t_k$ он полагался равным нулю.

Здесь t_0 — время начала расширения данного элемента газа, t_k — время конца расширения данной частицы, т. е. время, когда давление в ней, первоначально равное p_w , падает до p_s . Результаты соответствующих расчетов приведены в табл. 2. Индексом v отмечена величина t_* для случая разлета в вакуум, индексом s — для случая разлета в воздух нормальной плотности. (t_*^v и t_*^s в мксек). Как видно из этой таблицы, сопротивление среды уменьшает время развития вспышки по сравнению со случаем разлета в вакуум, т. е. облегчает образование плазмы.

Таблица 2

$\epsilon = 1.78 \text{ эв}$			$\epsilon = 1.16 \text{ эв}$		
q	t_*^v	t_*^s	q	t_*^v	t_*^s
43.5	3.00	1.80	43.5	1.50	1.10
48.5	2.00	1.30	48.5	1.00	0.70
53.0	1.40	0.90	53.0	0.66	0.50
58.0	1.10	0.70	58.0	0.45	0.33

3. Развитие вспышки происходит в паре, который слабо ионизован ($\alpha \sim 10^{-3}$), но имеет большую плотность ($\rho \sim 10^{-2} \text{ г/см}^3$). Оценки показывают, что в течение всего процесса развития вспышки состояние пара отклоняется от идеального (т. е. энергия кулоновского взаимодействия заряженных частиц становится сравнимой с энергией теплового движения). Кулоновские взаимодействия влияют на состояние газа двояким образом, уменьшают энергию и давление и, что более существенно, сдвигают ионизационное равновесие в сторону больших α , увеличивая α и уменьшая, следовательно, t_* .

Поправка к потенциалу первой ионизации ΔI_1 в предположении $\Delta I_1 / T_e \ll 1$ (это условие выполняется при воздействии излучения с плотностью потока $q < 300 \text{ Мвт/см}^2$) имеет вид [16]

$$\Delta I_1 = 2c^3 \left(\frac{2\pi n_e}{k T_e} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Так как поправка ΔI_1 зависит от α , то полученная степень ионизации определяет новую поправку к потенциалу ионизации, что снова приводит к изменению степени ионизации и т. д. Для точного определения степени ионизации и поправки ΔI_1 необходимо решать уравнения Саха методом итераций. В области применимости (3.1) итерационный процесс быстро сходится. Результаты соответствующих расчетов приведены в табл. 3. Индексом (1) отмечена величина t_* , вычисленная без учета неидеальности, индексом (2) — с учетом сдвига потенциала ионизации. Сравнение показывает, что учет неидеальности ведет к снижению времени вспышки на 15–20% для $q \sim 150 \div 300 \text{ Мвт/см}^2$, при меньших потоках влияние неидеальности на время вспышки уменьшается, а при плотностях потока $q < 50 \text{ Мвт/см}^2$ влиянием неидеальности на время вспышки можно пренебречь. В области $q > 300 \text{ Мвт/см}^2$ имеет место резкий рост α за счет неидеальности. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что наступает момент, когда вообще нельзя вводить представление о прозрачной волне испарения и последующей ее экранировке.

Таблица 3

$\epsilon = 1.78 \text{ эв}$			$\epsilon = 1.16 \text{ эв}$		
q	$t_*(1)$	$t_*(2)$	q	$t_*(1)$	$t_*(2)$
53	$0.14 \cdot 10^1$	$0.14 \cdot 10^1$	53	0.66	0.61
105	0.16	0.14	105	$0.72 \cdot 10^{-1}$	$0.61 \cdot 10^{-1}$
186	$0.24 \cdot 10^{-1}$	$0.18 \cdot 10^{-1}$	186	$0.11 \cdot 10^{-1}$	$0.88 \cdot 10^{-2}$
303	$0.51 \cdot 10^{-2}$	$0.44 \cdot 10^{-2}$	303	$0.32 \cdot 10^{-2}$	$0.24 \cdot 10^{-2}$

4. Сравнение расчетов с экспериментом [12], где длительность (на уровне половинной мощности) импульса рубинового ОКГ была порядка $3.5 \cdot 10^{-2} \text{ мксек}$ (режим модулированной добротности), показывает, что времена экранировки по порядку величины согласуются (расчетная величина $q_* = 140 \text{ Мвт/см}^2$, эксперимент [12] показывает, что разогрев плазмы до $T > 1 \text{ эв}$ имеет место при средней плотности $q > 75 \text{ Мвт/см}^2$).

Следует иметь в виду, что в расчетах форма импульса считалась прямоугольной, гидродинамическое расширение — заданным, не учитывалось влияние теплопроводности, так что некоторое расхождение расчетов с [12] не удивительно. Однако возможно, что оно обусловлено какими-либо другими неучтенными физическими эффектами или неточностью в значениях используемых констант. Во всяком случае, согласие теории и эксперимента значительно лучше, чем в случае, когда неравновесность не учитывается.

В работе [7], где длительность воздействия рубинового ОКГ составляла $\sim 10^{-2} \text{ мксек}$, наблюдался максимум отношения механического импульса J к подведенной E энергии и это соответствовало плотностям потока q порядка $\sim 500 \div 1000 \text{ Мвт/см}^2$. В [11] это связывалось с началом экранировки. Согласно расчетам вспышка происходит еще задолго до этого (при $q = 200 \text{ Мвт/см}^2$). Некоторое увеличение отношения J/E после начала вспышки может быть связано с прекращением теплоотода в глубь вещества, уменьшением отражения и затрат тепла на испарение (все излучение поглощается плазмой). Дальнейшее уменьшение J/E с ростом q связано с увеличением достигнутой температуры и, следовательно, удельной энергии единицы массы нагретых паров. Это можно более точно показать лишь в результатах расчетов «послевспышечной» стадии по методике [10] с учетом теплоотода от поверхности (и дополнительного испарения после экранировки за счет подвода энергии из уже прогретых слоев металла), с учетом реальной формы импульса, табличного уравнения состояния в области многократной ионизации. Результаты таких расчетов и их сопоставление с измерениями [12] давления на поверхности и максимальной яркостной температуры от времени предполагается опубликовать отдельно.

В [20] приведена зависимость J/E от q для времени действия неодимового ОКГ $\tau = 3.5 \cdot 10^{-2} \text{ мксек}$. Здесь максимум J/E лежит уже в диапазоне $300\text{--}700 \text{ Мвт/см}^2$. Уменьшение критической плотности q_* с увеличением τ и переходом от большей энергии квантов к меньшей находится в соответствии с изложенной теорией. Расчетное значение $q \approx 120 \text{ Мвт/см}^2$.

В [3] было экспериментально исследовано воздействие в режиме свободной генерации в условиях «слабой» фокусировки при длительности одного пика $\sim 1 \text{ мксек}$ и характерных размерах «пятна» $r = 0.3 \text{ см}$. Условия плоского характера разлета в пределах одного пика соблюдались. Средняя за импульс плотность потока достигала 4 Мвт/см^2 , а средняя за отдельный пик — 18 Мвт/см^2 (при скважности 0.22). Таким образом, условия экспериментов [3] были близки к тем, при которых согласно

данным расчетам должен начаться разогрев паров Al до температур более высоких, чем температура фазового перехода (плотность потока в 3 раза меньше расчетной критической). В [13] приведены результаты расчетов для других элементов. Так, для W и Ta (не исследованных в [3]) плотность потока, необходимая для развития экранировки, гораздо меньше, чем для Al, а именно $\sim 10 \text{ Мвт/см}^2$, и она может наблюдаться в экспериментах с параметрами ОКГ, использованными в [3]. Представляет интерес провести такие эксперименты.

В [1,23] использовалась более сильная фокусировка ($r_0 \approx 0.03 \text{ см}$). Средняя плотность потока достигала 40 Мвт/см^2 , средняя за отдельный пичок — уже 180 Мвт/см^2 . При такой величине q расчетное время t_* составляет 10^{-2} мксек , причем за это время картина разлета близка к плоской. Поэтому представляется, что в условиях этих экспериментов должно иметь место образование разогретой плазмы. Однако прямые экспериментальные измерения параметров, характеризующих пар у дна лунки (например, скорости разлета), отсутствуют. Косвенным доказательством может служить то, что глубина лунки остается той же при переходе от среднего (за импульс) потока $q = 24 \text{ Мвт/см}^2$ до $q = 40 \text{ Мвт/см}^2$ или от 50 до 160 Мвт/см^2 в среднем за пичок.

Проведенное сопоставление с экспериментами является предварительным. Это связано, в частности, с тем, что, как было указано выше, было использовано несколько упрощающих предположений. Так, при вычислении коэффициента поглощения благодаря связанно-свободным переходам предполагалась равновесность заселенности возбужденных уровней (работа [24] указывает на возможность отклонения заселенности от равновесной, приводящего, впрочем, в условиях [24] к небольшому изменению коэффициента поглощения); в коэффициентах поглощения не учитывалось возможное молекулярное поглощение (по равновесной теории в паре на кривой фазового равновесия содержится до нескольких процентов молекул Al_2 при давлениях порядка $10\text{--}1000 \text{ бар}$), а также поглощение крыльями уширенных линий. Кроме того, существенным образом может сказаться неравновесность процесса испарения, наличие поверхностной ионизации или наличие каких-либо других физических процессов. В дальнейшем предполагается проведение расчетов, учитывающих наиболее полную возможность существования некоторых из этих процессов и позволяющих провести детальное сравнение с экспериментом. Однако практически все упрощающие допущения приводят к еще более раннему началу экранировки, что позволяет делать вывод о возможности получения плазмы с помощью ОКГ в диапазоне весьма низких плотностей потока и, следовательно, при довольно больших размерах облучаемого пятна и плазменного облака и гораздо больших длительностях его существования.

Это облегчает проведение целого ряда физических и физико-газодинамических исследований.

В заключение авторы благодарят А. И. Петрухина и В. И. Бергельсона за ценные дискуссии и предоставление экспериментальных и расчетных данных, В. А. Онищука за проведение расчетов коэффициентов поглощения, В. В. Новикову за помощь в расчетах.

Поступила 31 III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Я. А., Павленко Н. А., Романов Г. С. Действие мощных световых потоков на металлы. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 7, стр. 1273—1284.
2. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 4, стр. 966—975.
3. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н., Морачевский Н. В., Склизков Г. В. Исследование газодинамических процессов, возникающих при испарении твердого вещества под действием излучения лазера. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 5, стр. 894—905.
4. Немчинов И. В. Стационарный режим движения нагреваемых излучением паров вещества при наличии бокового растекания. ПММ, 1967, т. 31, вып. 2, стр. 300—319.
5. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Гидродинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 30, вып. 6, стр. 1022—1028.
6. Басов Н. Г., Бойко В. А., Дементьев В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Нагревание и разлет плазмы, образующейся при воздействии сфокусированного гигантского импульса лазера на твердую мишень. ЖЭТФ, 1966, т. 51, вып. 4, стр. 989—1000.

7. Gregg D. W., Thomas S. J. Momentum transfer produced by focused laser giant pulses. *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, No. 7, pp. 2787—2789.
8. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. *Усп. физ. н.*, 1965, т. 87, вып. 1, стр. 29—64.
9. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты. *Докл. АН СССР*, 1969, т. 186, № 5, стр. 1048—1051.
10. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. *ПМТФ*, 1969, № 6, стр. 3—19.
11. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества. *Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева*, 1970, т. 52, стр. 118—170.
12. Гноевой Я. Т., Петрухин А. И., Плешанов Ю. Е., Суляев В. А. Экспериментальное исследование возникновения экранировки в парах свинца и алюминия. *Письма в ЖЭТФ*, 1970, т. 11, вып. 9, стр. 440—443.
13. 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.
14. Романов Г. С., Степанов К. Л. Экранирование поверхности металла продуктами разрушения ее потоками излучения ОКГ малой плотности. *Ж. прикл. спектроскопии*, 1968, т. 8, вып. 5, стр. 753—763.
15. Попов Е. Г. Экранировка излучения ударных волн термодинамически неравновесным газом перед фронтом. *Письма в ЖЭТФ*, 1969, т. 9, вып. 3, стр. 176—179.
16. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
17. Фирсов О. Б., Чибисов М. И. Тормозное излучение медленных электронов на нейтральных атомах. *ЖЭТФ*, 1960, т. 39, вып. 6, стр. 1770—1776.
18. Романов Г. С., Пустовалов В. К. Разлет вещества от интенсивно испаряющейся поверхности металла. *Вестн. АН БССР, Сер. физ.-мат. н.*, 1967, № 4, стр. 84—95.
19. Анисимов С. И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. *ЖЭТФ*, 1968, т. 54, вып. 11, стр. 339—942.
20. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
21. Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Романов Г. С., Либенсон М. Н., Мальцев Л. Н. Изменение отражательной способности металлов за время действия импульса ОКГ. *Ж. техн. физ.*, 1968, т. 38, вып. 5, стр. 851—855.
22. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. *Справочник*, т. 1, 2. М., Изд-во АН СССР, 1962.
23. Карасев И. Г., Кириллов В. М., Норский В. Э., Самойлов В. И., Уляков П. И. Кинетика разрушения металлов излучением ОКГ в режиме свободной генерации. *Ж. техн. физ.*, 1970, т. 40, вып. 9, стр. 1954—1959.
24. Генералов Н. А., Козлов Г. И., Райзер Ю. П. Нелинейное поглощение лазерных импульсов частично-ионизованным газом. *ПМТФ*, 1970, № 1, стр. 142—146.