

**О ВРЕМЕНИ НАЧАЛА ЭКРАНИРОВКИ ПОВЕРХНОСТИ,  
ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ОКГ**

*И.В.Немчинов, С.П.Попов*

Известно явление пробоя в холодных газах под действием луча ОКГ и существует его теория (описание явления и обзор первоначальных работ – см. в [1]). Представляет интерес исследовать аналогичное явление разогрева паров образовавшихся под действием луча ОКГ – возникновение сильной ионизации, поглощения оптического излучения и экранировки испаряющейся поверхности. Разогрев таких паров должен происходить существенно отличным образом от процесса лавинной ионизации по следующим причинам. Пары заметно ионизованы с самого начала их образования (при температурах фазового перехода для давлений порядка  $10^2 - 10^3$  бар типичное значение степени ионизации  $\alpha_0$  порядка  $10^{-4}$  от полного числа частиц). Поэтому число столкновений электронов с электронами, ионов (и атомов) с ионами (и атомами) таково, что можно гово-

речь о электронной ( $T_e$ ) и ионной ( $T_i$ ) температурах (последняя одинакова с атомной). Время выравнивания этих температур по порядку величины близко к характерному времени воздействия, или даже меньше его. В [2, 3] одним из авторов настоящей работы была развита теория полностью равновесной "вспышки" (в отличие от пробоя), когда  $T_e$  и  $T_i$  совпадают, а степень ионизации  $\alpha_e$  "следит" за равновесной температурой вещества согласно уравнению Саха. При этом учитывалось также охлаждение паров, существенное при их разлете в вакуум или малоплотную среду.

Следует отметить, что такая "вспышка" происходит при практически прозрачных парах (например, для алюминия при оптической толщине 0,01). Расчетные значения плотности потока  $q_*$ , при которых возникает "вспышка" в горячих парах значительно меньше соответствующих значений, необходимых для пробоя в холодных газах, при тех же временах. Однако как показало сопоставление результатов экспериментов А.И.Петрухина и др. [4] с расчетами В.И. Бергельсона по теории [2, 3] для реальной формы импульса, имевшей место в [4], экранировка наступает еще при меньших величинах  $q$ , чем это следовало из указанных расчетов. Поэтому пришлось заново проанализировать исходные предположения [2, 3], и в первую очередь — предположение о близости к состоянию ионизационного равновесия.

Согласно оценкам [5] в условиях плотностей потока  $q \leq 10^3$  *мет/см<sup>2</sup>*, что и имело место в [4] ( $T_e - T_i$ )  $\ll T_e \approx T$ . Однако в действительности критерием слабого влияния отрыва электронной температуры от атомной в силу резкой, экспоненциальной зависимости  $\alpha_e(T)$ , должно явиться не указанное неравенство, а более сильное:  $(T_e - T_i)(1/T_e) \ll T_e$  (отметим, что для температур, близких к температурам фазового перехода,  $1/T$  порядка 10–20). Более того, увеличение  $T_e$  и  $\alpha_e$  и, соответственно, коэффициента поглощения при свободно-свободных переходах электронов в поле ионов и нейтральных атомов, приводит к еще большему возрастанию  $T_e - T_i$ , и связанно-свободных переходов с их высоковозбужденных состояний.

Заметим, что подобного рода эффект уже отмечался в [6] при оценках начала экранировки, излучающей сильной ударной волной газом перед ее фронтом, которое, как следует из соответствующих экспериментов, также протекает раньше, чем по чисто равновесной теории.

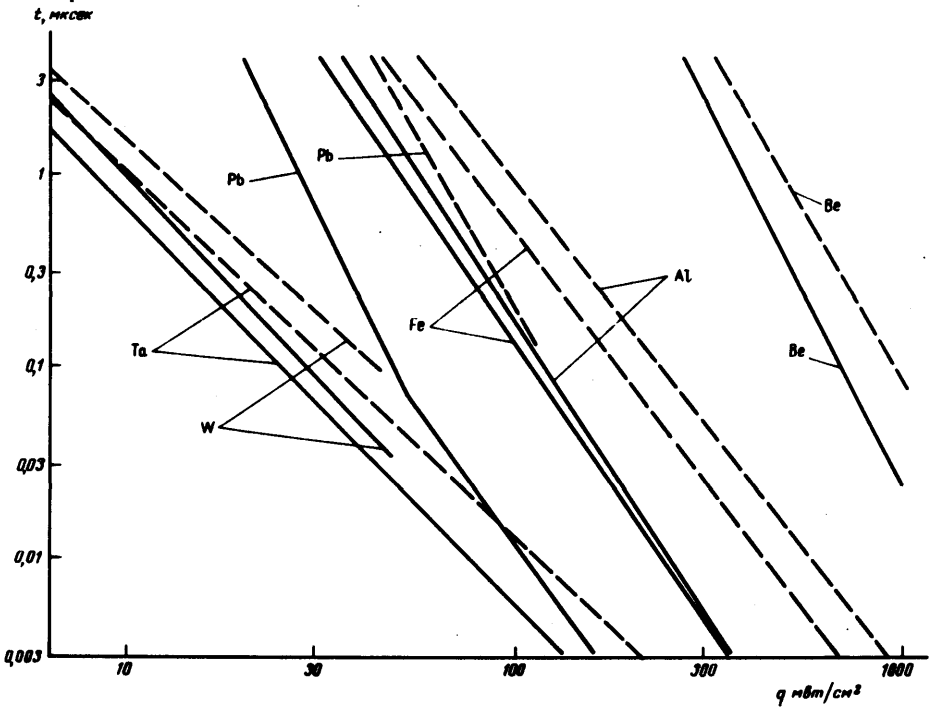
Поэтому нами были проведены оценочные расчеты, аналогичные [2, 3], но учитывающие различие  $T_e$  и  $T_i$  и конечность скорости ионизации. Возникающая система уравнений довольно очевидна и для краткости не приводится (подробное описание принятых предположений и методики расчета предполагается опубликовать в дальнейшем). Результаты расчетов (для постоянного по времени потока) представлены на рисунке в виде зависимости времени  $t$  (*мксек*) развития "вспышки" (после начала испарения, условно за границу "вспышки" принимали  $\alpha_e = 0,4$ ) от плотности потока излучения  $q$  (*мет/см<sup>2</sup>*) при энергии квантов  $\epsilon = 1,78$  эв (рубиновый ОКГ) для нескольких веществ в предположении полной равновесности (пунктир) и с учетом различия  $T_e$  и  $T_i$  (сплошная кривая). Легко видеть, что учет различия заметно снижает "критическую" плотность  $q_*$ , соответствующую началу экранировки за заданное время  $t$  или время  $t_*$  ее развития при заданном  $q$ . При  $t_* = 0,06$  *мксек*, получаем  $q_* = 40$  *мет/см<sup>2</sup>* для Рb и 140 *мет/см<sup>2</sup>* для Al.

Для  $\epsilon = 1,16$  эв (неодимовый ОКГ) эффект отрыва электронной и ионной температур оказывается еще сильнее (время сокращается примерно в 1,5 раза).

Из представленных на рисунке зависимостей следует, что для времен, характерных при воздействии ОКГ в режиме гигантского импульса, критическое

значение  $q_*$  значительно (более чем на порядок) ниже значения  $q$  в максимуме отношения импульса к подведенной энергии, найденном в [7]. Отсюда следует, что в условиях экспериментов [7, 4] экранировка возникает еще в стадии заметного влияния теплопроводности и в данном случае приводит в начале к некоторому увеличению импульса.

Результаты наших расчетов лучше, чем по [2, 3] согласуются с экспериментом [4] — экранировка наступает, однако, по-прежнему, при несколько меньших потоках, чем по этим расчетам.



В [8] были экспериментально исследованы параметры паров при воздействии в режиме свободной генерации в условиях "слабой" фокусировки — для диапазона плотностей потока  $2 - 20 \text{ мвт/см}^2$  (в среднем за пичек, длительностью около  $1 \text{ мксек}$  при характерных размерах около  $3 \text{ мм}$ ). Как следует из рисунка и в этом диапазоне (во всяком случае вблизи его верхней границы) должна наблюдаться экранировка — по крайней мере для некоторых веществ (например, для W и Ta, не исследованных в [8]). Представляет интерес проверить — возникает ли она в действительности в указанном здесь диапазоне  $q$  и  $t$ . Это позволило бы установить — соответствует ли эксперименту полученный нами ход зависимости  $q(t)$ . Сам факт возникновения такой экранировки открыл бы возможности получения плазмы с помощью ОКГ в диапазоне весьма низких плотностей потока (гораздо более низких, чем в [4, 7]) и, следовательно, при довольно больших размерах облучаемого "пятна" и плазменного облака и гораздо больших длительностях его существования.

Заметим, что дополнительное снижение  $q$  или  $t$  может происходить вследствие влияния неравномерности освещенности по пятну, временных пульсаций потока и ряда других факторов (например, как уже указывалось в [3] сопротивление воздуха, уменьшающее роль адиабатического охлаждения паров при разлете, сокращает время "вспышки").

В заключение выражаем глубокую признательность А.И.Петрухину за ценные дискуссии и предоставление экспериментальных данных и В.В.Новиковой за помощь в расчетах.

Институт физики Земли  
им. О.Ю.Шмидта  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
27 марта 1970г.

### Литература

- [ 1 ] Ю.П.Райзер. УФН, 87, 29, 1965.
  - [ 2 ] Г.Г.Виленская, И.В.Немчинов. ДАН СССР, 186, 1048, 1969.
  - [ 3 ] Г.Г.Виленская, И.В.Немчинов. ПМТФ, 3, 1969.
  - [ 4 ] Я.И.Гноевой, А.И.Петрухин, Ю.Е.Плешанов, В.А.Суляев. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 440
  - [ 5 ] Г.С.Романов, К.Л.Степанов. ЖПС, 8, 753, 1968.
  - [ 6 ] Е.Г.Попов. Письма в ЖЭТФ, 9, 176, 1969.
  - [ 7 ] D.W.Gregg; S.I.Thomas. J. Appl. Phys., 37, 2787, 1966.
  - [ 8 ] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Н.В.Морачевский, Г.В.Склизков. ЖТФ, 39, 894, 1969.
-