

## САМОФОКУСИРОВКА СВЕТА В ПЛАЗМЕ И СВЕРХЗВУКОВАЯ ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ В ЛУЧЕ ЛАЗЕРА

В. А. Баташов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров,  
В. Б. Федоров.

При развитом испарении в атмосферу гелия с давлением  $P_0 = 2,5 + 5 \text{ атм}$  мишени из висмута лазерным лучом ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ) с интенсивностью  $I_0 \approx 10^7 \text{ вт/см}^2$  в миллисекундном импульсе получен новый (по сравнению с [1]) для металлов режим плазменного факела с почти полным поглощением проходящего сквозь него лазерного излучения.

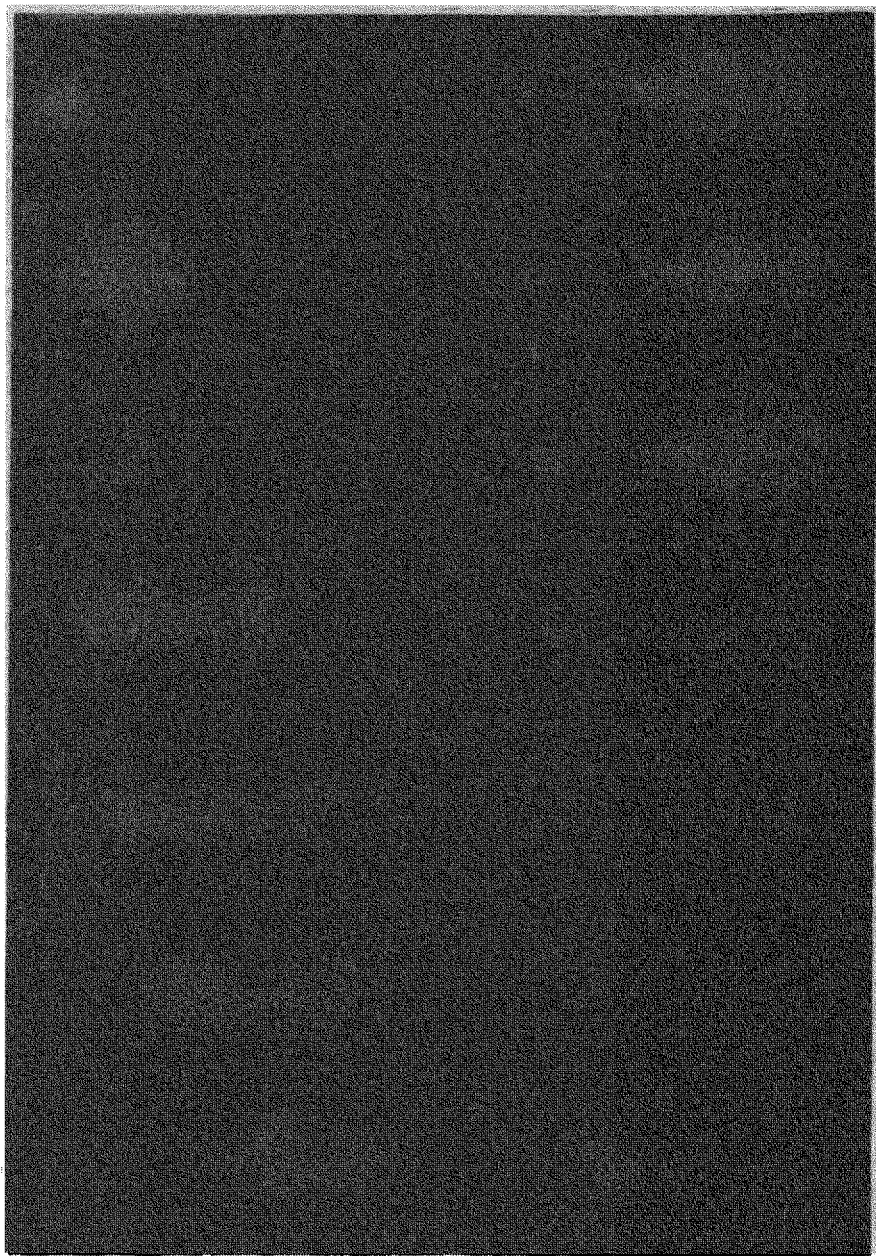
Наличие сильного поглощения в факеле показано просвечиванием факела лучом, наклоненным к его оси на угол  $5^\circ$ . Получено, что при  $P_0 = 4 \text{ атм}$ , световой энергии  $E = 2,3 + 3,6 \text{ кдж}$  в импульсе  $\tau = 0,8 \text{ мсек}$ , размере области фокусировки на мишени  $d_0 \approx 0,8 \text{ см}$  и просвечиваемой длине факела  $l \approx 4 + 6 \text{ см}$  луч ослаблялся в  $5 + 10$  раз. Это соответствует среднему по времени и длине коэффициенту поглощения  $\alpha = 0,4 + 0,6 \text{ см}^{-1}$ .

Временная развертка факела от висмута показана на рисунке. В начале процесса (№№ 3, 11) наблюдается отрыв и дрейф факела от мишени [2]. Отрыв плазмы от мишени сам по себе указывает на сильную экранировку факелом мишени от падающего излучения<sup>1)</sup>. Из стабилизации со временем поперечного размера факела следует, что в результате расширения в нем устанавливается давление  $P$ , равное внешнему  $P_0$ .

Условие  $P = P_0$  является ключевым для понимания исследуемых процессов. Оно позволяет оценить температуру  $T$  и электронную плотность  $n_e$  плазмы по измеренному коэффициенту тормозного поглощения  $\alpha \approx 0,4 \text{ см}^{-1}$ . Расчет при  $P_0 = 4 \text{ атм}$  дает значение  $T$  в интервале  $(1,7 + 2,3) \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{К}$ ,  $n_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . При этом степень первой ионизации висмута равна единице, а для второй ионизации меняется от 0,09 до 0,75.

Кадры №№ 23, 31 соответствуют поддержанию расширившейся до внешнего давления  $P_0$  плазмы лучом по механизму "медленного горения" [3]. Плазменное облако дрейфует от мишени в луче лазера вдоль каустики линзы. Задняя граница его является фронтом ионизации, на который набегает поток холодного пара. Длина облака увеличивается за счет движения фронта ионизации по холодному газу в направлении луча.

<sup>1)</sup> Отрыв плазмы от мишени и его связь с экранировкой факелом мишени от излучения докладывались нами в 1969 г. на I Всесоюзном Совещании по физике воздействия оптического излучения на конденсированные среды в ГОИ им. С.И. Вавилова. Это было первое сообщение о возможности получения сильно поглощающей плазмы при развитом испарении твердой мишени.



Покадровая временная развёртка плазменного факела от мишени из висмута (вид сбоку; луч перпендикулярен мишени). Условия опыта:  $P_0 = 4,6 \text{ атм}$ ,  $E = 3,7 \text{ кдж}$ ,  $d_0 = 0,8 \text{ см}$ ,  $\tau = 0,8 \text{ мсек}$  (длительность на половине максимальной интенсивности). Фон пиковой модуляции в пределах 30% от средней амплитуды. Длина цилиндрической части каустики фокусирующей линзы ( $f = 100 \text{ см}$ ) около 10 см. Интенсивность падающего света в каустике  $I_0 \approx 0,9 \cdot 10^7 \text{ вт/см}^2$ . Приведены номера кадров (60 кадров соответствует временному интервалу 1 мсек) и линейный масштаб. Стрелками отмечены поверхность мишени, граница поля зрения фоторегистратора (№47), направление луча и характерные детали картины, обсуждаемые в тексте

Условие поддержания плазмы в луче имеет вид  $\alpha l = Q$ , где  $Q$  – потери на рекомбинационное излучение<sup>1)</sup>. Поскольку  $\alpha$ ,  $Q \sim P^2$ , то температура определяется интенсивностью  $T(^{\circ}\text{K}) \approx 2,1 \cdot 10^{-2} Z^{-2} I$  ( $\text{см}/\text{см}^2$ ); где  $l = l_0 \exp(-\alpha l)$ . Для  $l_0 = 0,9 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{см}^2$ ,  $\alpha = 0,4 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 6 \text{ см}$  (№31), получим вблизи фронта ионизации  $l = 0,8 \cdot 10^6 \text{ см}/\text{см}^2$  и  $T = 1,7 \cdot 10^4 \text{ }^{\circ}\text{K}$  при кратности ионизации  $Z = 1$ , что соответствует приведенному выше интервалу  $T = (1,7 \div 2,3) \cdot 10^4 \text{ }^{\circ}\text{K}$ .

Далее в плазменном облаке при  $P = P_0$  развивается самофокусирующая неустойчивость (СФН) (№39 – 58). Световой конус фокусировки плазменной линзы, созданной лучом, виден по обострению свечения плазмы в направлении луча (№39, 47). За фокусом этой линзы луч расходится, что видно по слабому свечению холодных паров. Самофокусировка происходит медленно и плазма "следит" за лазерным лучом. Характерное время процесса  $t_{\text{СФ}} \sim 10^{-4} \text{ сек}$  (№39 – 47), видимо, определяется рекомбинацией плазмы вне луча. Механизм самофокусировки в том, что при  $P = P_0$  луч лазера в силу  $n_e \sim P_0 / T \sim P_0 / I$  создает в поперечном сечении плазмы профиль  $\epsilon = 1 - \text{const} \cdot n_e$ , подобный профилю  $I$  с максимумом на оси луча, и сам фокусируется на этом профиле. Это возможно вследствие низкой теплопроводности плазмы: время сглаживания теплопроводностью создаваемого лучом профиля  $T$  и  $n_e$  на поперечнике  $d_0 = 0,8 \text{ см}$  велико  $t_T \sim d_0^2 / \chi_e \approx 3 \text{ мсек} \gg t_{\text{СФ}}$  ( $\chi_e \sim P_0^{-1} T^{7/2}$  – электронная теплопроводность). Вместе с тем, теплопроводность ограничивает предельную самофокусировку, так как  $t_T$  быстро падает с уменьшением диаметра луча  $d$ . На опыте (№47) реализуется  $d_0 / d = 4,3$ . Это с учетом ослабления луча в плазме дает оценку интенсивности в фокусе плазменной линзы  $I_{\text{СФ}} \gtrsim 1,5 \cdot 10^7 (\text{см}/\text{см}^2)^2$ .

В результате самофокусировки в холодных парах возникает сгусток плазмы (№48). Во времени поперечный размер области свечения сгустка перестает увеличиваться. Это указывает на расширение плазмы до внешнего давления. Скорость бокового разлета зависит от давления  $P_0$ . На рисунке она равна  $125 \text{ м}/\text{сек}$ . В другом опыте при  $P_0 = 2,7 \text{ атм}$ ,  $l_0 = 0,55 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{см}^2$ , в котором после отрыва плазмы от мишени на отрезке  $1 \text{ мсек}$  наблюдается шесть сгустков, эта скорость составляет в среднем  $220 \text{ м}/\text{сек}$ . Механизм образования сгустка, вспышка поглощения в холодных парах, аналогичен рассмотренному в [5] и связан с зависимостью  $\alpha \sim \exp(-\Delta/kT)$  ( $\Delta$  близко к потенциалу ионизации) в области слабой ионизации паров  $\Delta \gg kT$ <sup>3)</sup>. Основные признаки вспышки поглощения: а)  $I_{\text{СФ}} \gtrsim 1,5 \cdot 10^7 \text{ см}/\text{см}^2$  ниже порога светового пробоя; б) сгусток возникает ближе к мишени, а

<sup>1)</sup> Потери в плазме на теплопроводность в этом опыте не существенны.

<sup>2)</sup> Теоретически явление самофокусировки впервые обсуждалось в [4] на примере плазмы, но для другого физического механизма.

<sup>3)</sup> Более подробно теоретический и экспериментальный анализ вспышки поглощения в холодных парах будет приведен в отдельной публикации.

не в фокусе плазменной линзы; в) время развития вспышки (удаление сгустка от мишени на № 48, деленное на скорость паров) велико по сравнению со временем развития лавинной ионизации при пробое и составляет  $\sim (10^{-4} \div 10^{-5})$  сек. В начале импульса время вспышек короче (№ 15) и увеличивается к концу импульса (№№ 48 – 58) из-за увеличения поглощения луча в плазменном облаке  $P = P_0$  с ростом его длины до размера цилиндрической части каустики фокусирующей линзы.

Поскольку скорость движения вспыхнувшей области свечения навстречу лучу превышает скорость дрейфа плазменного облака от мишени (сгусток догоняет дрейфующую плазму, №№ 48 – 58), то движение сгустка есть волна ионизации, бегущая по холодному пару между мишенью и дрейфующей плазмой. Поддержание одномерного распространения волны происходит за счет поглощения в ней энергии лазерного луча. Скорость переднего фронта волны на рисунке составляет  $220 + 240$  м/сек, заднего – около  $100$  м/сек. При увеличении интенсивности  $I$  и снижении давления  $P = P_0$  скорость волны возрастает. В опыте при  $d_0 = 0,8$  см,  $P_0 = 2,7$  атм,  $I_0 = 0,55 \cdot 10^7$  вт/см<sup>2</sup> величина  $I = I_0 \exp(-\alpha l)$  оценивается равной  $I \lesssim 2,4 \cdot 10^6$  вт/см<sup>2</sup>, поскольку тормозное поглощение для  $Bi$  в условиях этого опыта слабо зависит от  $T \sim I$  и определяется, в основном, давлением  $\alpha \sim P_0^2$ . Указанное значение выше, чем  $I \approx 0,8 \cdot 10^6$  вт/см<sup>2</sup> на №31 (рисунок). В соответствии с этим усредненные по шести наблюдаемым сгусткам скорости переднего и заднего фронтов волны ионизации, равные  $550 \pm 40$  м/сек и  $360 \pm 77$  м/сек, превышают данные рисунка. Поскольку температура холодных паров не выше температуры мишени, равной согласно графику рис. 2 в [6]  $T = 2,4 \cdot 10^3$  °К при интенсивности на мишени  $2 \cdot 10^6$  вт/см<sup>2</sup>, то скорость звука в холодных парах висмута в условиях обсуждаемого опыта не выше  $400$  м/сек. Следовательно, наблюдаемая волна ионизации является сверхзвуковой<sup>1)</sup>.

Цикл самофокусировочной неустойчивости заканчивается тем, что волна ионизации (сгусток) догоняет плазменное облако. Затем процесс повторяется. При увеличении  $I_0$  и уменьшении  $P_0$  длительность цикла уменьшается. Как отмечалось, в опыте  $P_0 = 2,7$  атм,  $I_0 = 0,55 \cdot 10^7$  вт/см<sup>2</sup> после окончания переходного процесса в центральной части осциллограммы лазерного импульса на отрезке времени  $\tau = 0,8$  мсек зафиксировано шесть циклов СФН с ростом периодов последующих циклов по сравнению с периодами предыдущих.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академия наук СССР

Поступила в редакцию  
21 августа 1972 г.

<sup>1)</sup> Теоретически поддержание одномерного сверхзвукового распространения волны ионизации в луче лазера (световая детонация) впервые обсуждалось в [7]. Отличие от [7] состоит в наблюдаемом замедлении заднего фронта волны относительно переднего вследствие  $\alpha l \lesssim 1$  в волне, что приводит к ионизации пара и на заднем фронте и увеличивает продольный размер области свечения.

## Литература

- [ 1 ] В.А.Батанов, Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. Письма в ЖЭТФ, 11, 113, 1970.
  - [ 2 ] В.А.Батанов, Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. ЖЭТФ, 63, 1248, 1972.
  - [ 3 ] Ф.В.Бункин, В.И.Конов, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. Письма в ЖЭТФ, 9, 609, 1969.
  - [ 4 ] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1568, 1962.
  - [ 5 ] И.В.Немчинов, С.П.Попов. Письма в ЖЭТФ, 11, 459, 1970.
  - [ 6 ] В.А.Батанов, Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров. ЖЭТФ, 63, 586, 1972.
  - [ 7 ] Ю.П.Райзер. Письма в ЖЭТФ, 7, 73, 1968.
-