

## ПЛАЗМА СВЕТОВОЙ ИСКРЫ В ОБЛАЧКЕ ГАЗА. НАПРАВЛЕННЫЙ ВЫБРОС ПЛАЗМЫ И УСКОРЕНИЕ ОГНЕННОГО ШАРА СВЕТОВОЙ ИСКРЫ

Г.А.Аскаръян, Н.М.Тарасова

В последнее время интенсивно исследуется световой пробой в газах (см., например, обзор [1]), дающий возможность исследования стерильно чистой плотной плазмы. Однако наличие окружающего газа препятствует получению очень больших концентраций энерговыделения (из-за распространения пробоя [1] навстречу лучу лазера) или использованию плазмы световой искры в плазменных вакуумных устройствах.

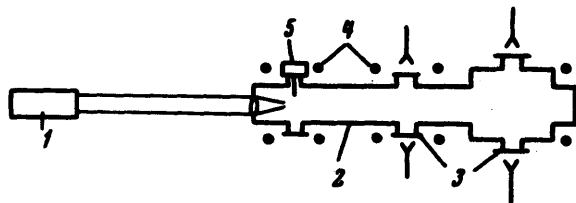


Рис. 1

В данной работе впервые получена световая искра в малом облачке газа, выпущенного быстродействующим клапаном в вакуумную установку; исследованы особенности искры в зависимости от градиента давления газа, а также концентрация, количество и скорость плазмы,

выброшенной направленно из области световой искры из-за несимметрии газодинамического растекания и градиента магнитного поля и обсуждены возможности использования такой свето-плазменной пушки для заполнения ловушек (на такую возможность было указано в [2]).

Схема установки дана на рис.1. Луч рубинового лазера 1 с модулированной добротностью с мощностью 50 – 70 Мвт фокусировался внутрь вакуумной системы 2 вблизи торца трубы, служащей линией газовой задержки. Фокусное расстояние линзы было  $\approx 4$  см.

Вакуумная установка была снабжена боковыми окнами 3 для СВЧ диагностики и наблюдения, а также катушками 4, создающими импульсное продольное магнитное поле до 10 кэ с усилением у торца перед искрой. Быстрый клапан 5 с легкой мембраной, отбрасываемой током разряда конденсатора, за  $10^{-4}$  сек через направляющее сопло напускал облачко газа (азот, аргон) в зону фокуса линзы. Давление газа в момент развития искры могло меняться задержкой между началом срабатывания клапана и лазерным импульсом (средняя задержка составляла 100 – 200 мксек), подбором давления газа над мембраной клапана (доходило 4 атм) и изменением положения фокуса линзы относительно центра облачка.

На рис.2 показаны типичные фотографии искры в азоте в рассеянном лазерном свете при последовательном сдвиге линзы влево на 1 мм (на снимке виден срез трубы напускающей газ с внутренним диаметром 4 мм). Видно уменьшение длины искры при сдвиге фокуса влево ближе к переднему краю облачка. Существенное ограничение распространения пробоя навстречу лучу при очень больших мощностях должно быть особенно сильно, когда длина искры в однородном газе превосходит ширину фронта или размер облачка газа. В этом случае вся световая энергия доходит до концентрированной плазмы вблизи фокуса линзы и можно надеяться на получение высоких температур и скоростей разлета плазмы.

Выброс плазмы световой искры может быть направленным в сторону уменьшения плотности газа и из-за сгребания малой массы может уносить большую часть энергии. Скорость выброса при очень резком градиенте плотности близка к скорости истечения в вакуум

$$v \approx (kT_{\max} Z / m_i)^{1/2},$$

а для не очень резкой границы газа скорость выброса [3]

$$v \approx \{ \mathcal{E}_0 / \int_0^z \rho(z) dV \}^{1/2},$$

где  $V$  – эффективный объем конуса газа, вовлеченного в направленный выброс,  $\mathcal{E}_0$  – энерговыделение.

Наличие внешнего магнитного поля не только приближает разлет плазмы к одномерному, но и ускоряет ее при наличии градиента маг-

нитного поля. Градиентная сила  $F \approx M(t) \partial H / \partial z$ , действующая на магнитный момент [4] индукционных токов расширяющейся плазмы световой искры, сгребает плазму в направлении уменьшения поля, т.е. можно осуществить ускорение и направленный выброс "огненного шара" световой искры [4] внешним полем.

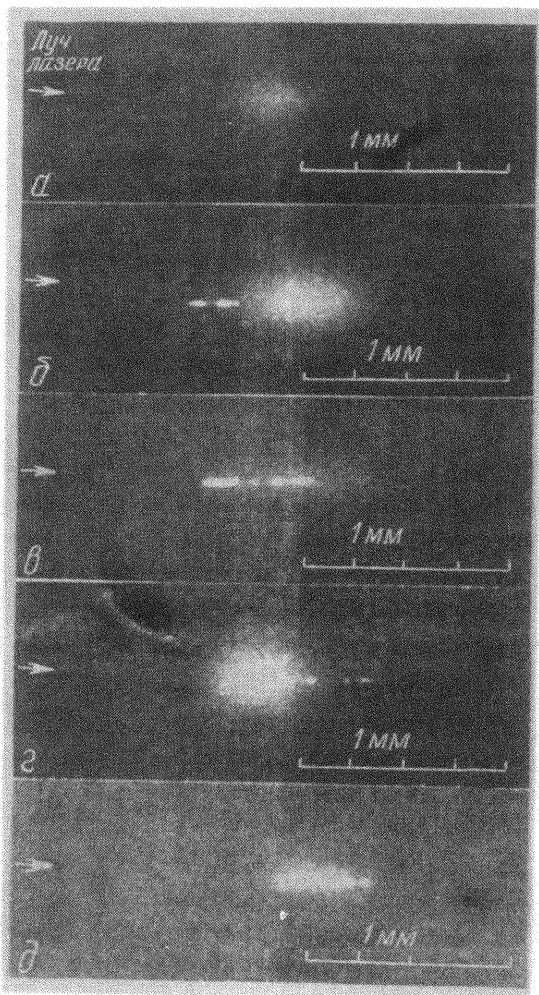


Рис. 2

Например, в случае сильного возмущения поля  $M \approx -\frac{1}{2} \alpha^3(t) H$ , где  $\alpha(t)$ —размер области возмущения для квазисферической ударной волны  $\alpha \approx (\mathcal{E}_0 / \rho_0)^{1/5} t^{2/5}$  и масса плазмы  $m \approx 4\pi\rho_0 \alpha^3 / 3$ , т.е.  $\ddot{z} \approx F / \mu \approx 3NH_z' / 8\pi\rho_0$  и  $v_z \approx H_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$  без учета противодействия. С учетом газодинамического противодействия  $p \approx \rho \dot{z}^2$  получим  $v(t) = \{M(t)H_z' / \pi\alpha^2\rho\}^{1/2}$ . В случае, когда магнитное поле проникает за ударную волну, выталкивающая сила действует в ос-

новном на центральную, самую горячую часть, которая начинает движение в зоне пониженной плотности внутри ударной волны что облегчает вывод огненного шара из ударной волны. Эти соображения и явились основой для попытки наблюдать выброс плазмы.

Направленный выброс плазмы был зарегистрирован с помощью СВЧ диагностики на  $\lambda \approx 8$  м (критическая концентрация  $n_c \approx 10^{13}/\lambda \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup>). Плазма регистрировалась по перекрытию лучей одновременно через окна на расстояниях 10, 30 или 50 см от искры.

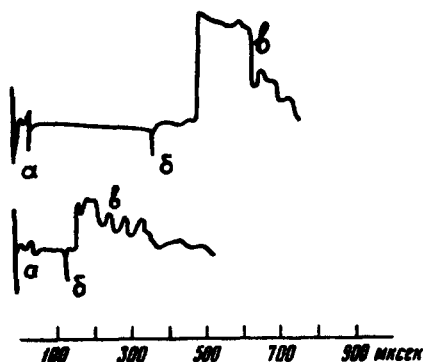


Рис. 3

На рис. 3 показаны осциллограммы перекрытия в окне на 30 см от искры для двух разных задержек между началом срабатывания клапана и импульсом лазера. Левый зубец *a* соответствует наводке от тока в клапане, узкий импульс *б* — лазерный с фотоумножителя; *в* — сигнал перекрытия, по величине близкий к полному. Видно, что уменьшение времени задержки ( $t_{aб}$ ) приводит к уменьшению времени пролета плазмы ( $t_{бв}$ ). При изменении задержки  $t_{aб}$  от 300 до 100 мксек скорость плазмы менялась от  $3 \cdot 10^5$  до  $3 \cdot 10^6$  см/сек и более. Для аргона максимальные скорости соответствовали энергиям, превышающим 100 эв. По скорости частиц и длительности сигнала перекрытия ( $t \approx 100$  мксек) оценивалось полное количество плазмы  $N \approx n_{кр} s v t \approx 10^{16}$  частиц.

Отсутствие магнитного поля уменьшало скорость и количество плазмы. Без поля плазма не регистрировалась в дальнем окне, но давала заметный сигнал в среднем. Ухудшение вакуума в камере с  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  мм рт.ст. сильно уменьшало приход плазмы к дальнему окну. Приход фронта газа в дальнем окне регистрировался ионизационным манометром через миллисекунду.

Проведенные опыты могут быть использованы для создания и ускорения чистой горячей плазмы, для исследования высокотемпературных процессов при наличии градиента плотности газа, для заполнения ловушек, получения быстрых нейтралов (в том числе и возбужденных), для исследований вакуумного ультрафиолета и получения очень высоких температур в световой искре [5–6] и т.п. Кроме клапанного напуска возможно получение облачка газа при испарении мишени лазером, но при необходимости работать с простым или тяжелыми видами водорода клапанный напуск не требует криогеники и более прост.

В заключение авторы благодарят А.В. Сапожникова за помощь в создании установки.

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

Поступила в редакцию  
10 июня 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] Ю.П. Райзер. УФН, **87**, 1, 29, 1965.
  - [ 2 ] Г.А. Аскарьян, М.С. Рабинович. ЖЭТФ, **48**, 29, 1965.
  - [ 3 ] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн, 1966.
  - [ 4 ] Г.А. Аскарьян, М.М. Савченко, В.К. Степанов. ЖЭТФ, **59**, 1133, 1970.
  - [ 5 ] М.П. Ванюков, В.А. Венчиков, В.И. Исаенко, П.П. Пашинин, А.М. Прохоров. Письма в ЖЭТФ, **7**, 321, 1968.
  - [ 6 ] П.П. Пашинин, А.М. Прохоров. ЖЭТФ, **60**, 1630, 1971.
-