

$|a_{01}^{(a)}|$  от  $L$  подавлен при  $s=0.5$ . При этом ДР утрачивает функции элемента связи СВЧ полей с электронным потоком в ГДИ. Необходим подбор меньшего, оптимального для  $s=0.5$  значения  $\theta$ . Анализ, проведенный для неплоских решеток, привел к аналогичным выводам для приборов магнетронного типа, работающих в режиме ГДИ.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш е с т о п а л о в В.П. Дифракционная электроника. Харьков.: Выща школа, 1976. 231 с.
- [2] Ш е с т о п а л о в В.П., Л и т в и н е н к о Л.Н., М а с а л о в С.А., С о л о г у б В.Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: ХГУ, 1973. 287 с.
- [3] Ш е н д е р о в Е.Л. // Акуст. ж. 1964. Т. 10. № 3. С. 359-367.
- [4] Ш е р б а к В.В. // ДАН УССР. Сер А. 1983. № 7. С. 65-68.

Институт радиофизики  
и электроники АН УССР

Поступило в Редакцию  
11 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

04

© 1991

#### ЭФФЕКТ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО РАЗЛЕТА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.А. Б р ю н е т к и н, Л. К а р п и н с к и й,  
М. М р о ч к о в с к и й, И.Ю. С к о б е л е в,  
А.Я. Ф а е н о в, А. Ф а р и н с к и й

1. В исследованиях по проблеме лазеров коротковолнового диапазона, активной средой которых служит лазерная плазма, для увеличения длины усиливающей среды приходится фокусировать нагревающее излучение в строчку длиной 1-2 см. Это приводит к необходимости использовать для получения плазмы очень мощные лазеры [1, 2]. Другой путь состоит в использовании сильного магнитного поля, направленного вдоль оси разлета плазменного факела. Таким образом, удалось получить достаточно протяженную ( $\sim 1$  см) и однородную активную среду рекомбинационного лазера, работающего на длине волны 182 Å [3] и использующего значительно более компактный, чем [1, 2] источник накачки.

Основная тенденция развития работ по коротковолновым лазерам в настоящее время состоит в достижении спектрального диапазона 23–44 Å, так называемого „водного окна“, важного с точки зрения практических приложений. При этом необходимо использовать переходы в ионах больших, чем это имело место в [3], зарядностей, существующих при более высоких плотностях и температурах плазмы.

В настоящей работе экспериментально исследуется возможность формирования протяженной активной среды рекомбинационного лазера на переходах иона  $FIX$  в лазерной плазме, сжимаемой сильным магнитным полем.

2. Схема экспериментов представлена на рис. 1. Излучение  $Nd$ -лазера с энергией до 15 Дж, длительностью 0.85 нс фокусировалось внутри вакуумной камеры 1 в пятно 2 диаметром 100–200 мкм на поверхность твердой мишени 3, изготовленной из фторопласта  $(CF_2)_n$ . Мишень вводилась в зазор между витками системы для создания сильного импульсного магнитного поля и прижималось к одному из витков 4 (другой виток, который был параллелен витку 4 и расположен на расстоянии 5 мм от него, на рисунке не показан). В плоскости, перпендикулярной оси камеры, располагались кристаллический спектрограф 6 с плоским кристаллом  $CaF_2$  и камера обскуры 7. Луч  $He-Ne$  лазера 8 и оборачивающая призма 9 служили для контроля положения мишени при ее перемещении после каждого выстрела.

Система для создания импульсного магнитного поля состояла из двух низкоиндуктивных накопителей, разрядный ток которых подается на два параллельных витка 50 мм с осевым отверстием  $\varnothing 5$  мм, расположенных в вакуумной камере. Напряжение заряда накопителей подбиралось таким образом, чтобы величина компоненты магнитного поля, параллельная оси витков и пропорциональная суммарному току через витки, составляла  $B_z \approx 20$  Тл в момент прихода лазерного импульса на мишень.

3. На рис. 2, а, б приведены полученные с помощью обскуры фотографии плазменного факела в мягком рентгеновском диапазоне (фильтр 0.2 мкм  $Al + 0.5$  мкм лавсан) и соответствующие изоденситограммы (по уровню  $0.1 I_{max}$ ) плазменного факела в отсутствии (а) и при наличии магнитного поля  $B_z = 20$  Тл (б). Бросается в глаза качественное различие полученных результатов: в отсутствии поля плазма разлетается в конус с углом раствора  $\sim 90^\circ$ , при наличии поля, начиная с расстояний от мишени  $x \sim 1$  мм, поперечный (вдоль оси  $y$ ) размер плазмы перестает увеличиваться.

Наиболее явно эффект ограничения поперечного разлета проявляется в областях, близких к поверхности витка 2. Именно для случая свободного разлета ( $B_z = 0$ ) вблизи поверхности витка 2 возникает свечение, связанное с образованием ударной волны в плазме, сталкивающейся с препятствием (поверхностью витка 2) [4]. При наличии магнитного поля  $B_z = 20$  Тл ударная волна не образуется, потому что поперечный размер плазмы вблизи поверхности витка 2 в этом случае значительно меньше и плазма свободно „вытекает“

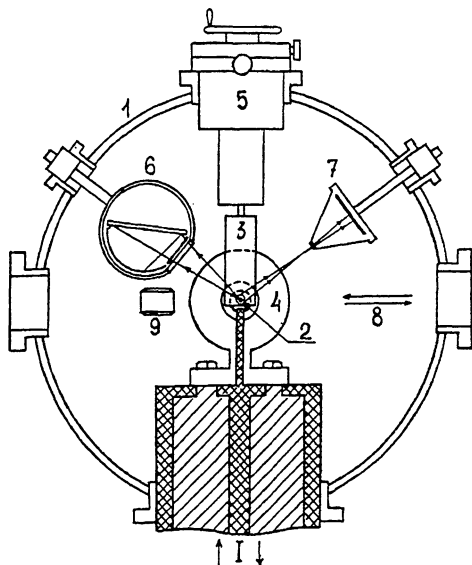


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - вакуумная камера, 2 - точка фокусировки лазерного излучения, 3 - мишень, 4 - виток, 5 - механизм перемещения мишени, 6 - спектрограф с плоским кристаллом, 7 - обскура, 8 - луч He-Ne лазера, 9 - оборачивающая призма.

через осевое отверстие в витке. Из данных рис. 2, б следует также, что характерное значение расстояния до мишени, при котором магнитное поле  $B \sim 20$  Тл, в условиях нашего эксперимента начинает ограничивать поперечный размер плазмы, составляет 1 мм.

4. Для качественного объяснения наблюдаемого эффекта разумно предположить, что магнитное поле начинает существенно влиять на динамику разлета плазменного факела, когда магнитное давление сравнивается с газокINETическим. Исходя из результатов измерения параметров плазмы при сходных условиях облучения  $\sim 5$ , можно построить зависимость газокINETического давления при свободном разлете  $P = [(\bar{z} + 1)/\bar{z}] N_e T_e$  от расстояния до мишени (рис. 2, в). Здесь  $N_e, T_e$  - плотность и температура электронов,  $\bar{z}$  - средний заряд ионов (предполагаем  $T_e = T_i$  и  $N_e = \bar{z} N_i$ ). Характерные значения параметров плазмы [5]:  $N_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 60 \text{ эВ}$ ,  $\bar{z} = 9$  при  $x \approx 1$  мм. Пунктиром на этом рисунке отмечены значения магнитного давления  $P = B^2/8\pi$ , соответствующее величине поля  $B_z = 15$  и 20 Тл. Видно, что на расстояниях  $x \sim 1$  мм магнитное давление сравнивается с газокINETическим, что приводит к ограничению поперечного разлета плазмы и качественно объясняет картину свечения, приведенную на рис. 2, б.

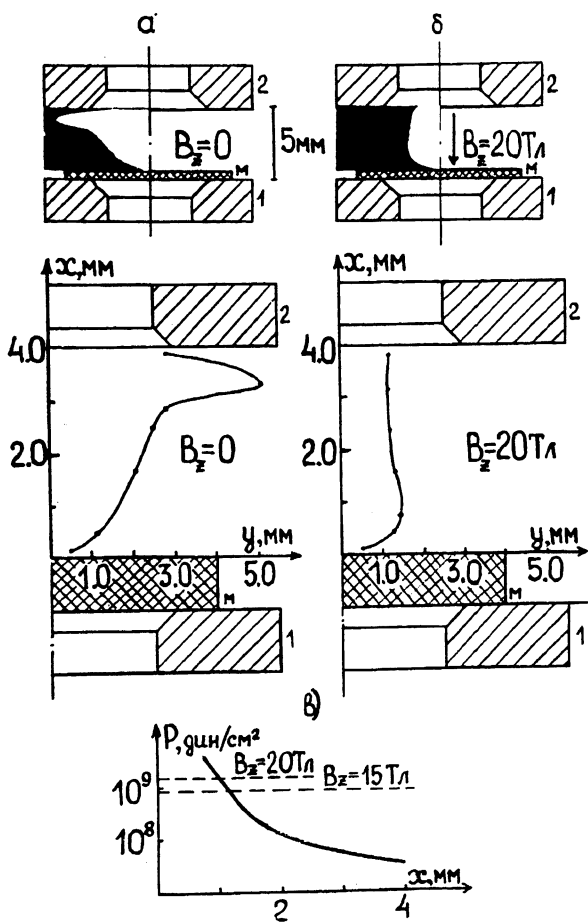


Рис. 2. Обскурограммы и изоденситограммы плазмы фтора в отсутствии (а) и при наличии (б) магнитного поля и зависимость газокINETического давления плазмы от расстояния до мишени: 1, 2 – витки для создания магнитного поля; м – мишень; x – координата в направлении разлета; y – поперечная координата.

5. Таким образом, в настоящей работе наблюдался эффект ограничения поперечного разлета плотной ( $N_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и горячей ( $T_e \sim 100 \text{ эВ}$ ) высокоионизированной плазмы ( $Z=9$ ) в сильном магнитном поле ( $B_z = 20 \text{ Tl}$ ), направленном вдоль оси разлета плазменного факела. Полученные результаты свидетельствуют, что конфигурация и параметры образующегося плазменного сгустка (в частности, длина  $\geq 5 \text{ мм}$ ) дают возможность использования такой плазмы в качестве активной среды рекомбинационного лазера

на переходах 3-2 и 4-2 иона  $F IX$  ( $\sim 81 \text{ \AA}$  и  $\sim 60 \text{ \AA}$  соответственно). Оценки, в которых за основу приняты изложенные выше результаты, показывают, что при увеличении поля (а такая возможность имеется) можно получать плазменные образования с средним зарядом ионов  $\bar{z} = 12-14$ , длины волн переходов в которых лежат в диапазоне „водного окна“.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] K e a n e C.J., C e g l i o N.M., M a s G o w e n et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3343-3362.
- [2] L o n d o n R.A., R o s e n M.D., M a s o n M.S. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3363-3376.
- [3] S u c k e w e r S. In: Proc. of the OSA Topical Meeting on short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications. 1988. V. 2. P. 36-46.
- [4] Б о й к о В.А., Б р ю н е т к и н Б.А., Б у н к и н Ф.В. и др. // Препринт ФИАН. № 237. С. 1982.
- [5] Б о й к о И.А., Б р ю н е т к и н Б.А., Б у н к и н Ф.В. и др. // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 6. С. 1286-1288.

Поступило в Редакцию  
16 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

05

© 1991

### ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ СОЕДИНЕНИЙ $A^{1U}B^{Y1}$ В РАДИОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ

М.С. Г у т е н е в, Н.И. И в а н о в а,  
Н.С. П о ч е п ц о в а

Электрофизические параметры монохалькогенидов свинца и олова изучены достаточно подробно. В то же время результаты исследований их диэлектрической проницаемости ( $\epsilon$ ) носят противоречивый характер и относятся в основном к диапазону частот, отвечающих ИК области спектра (табл. 1).

Для определения диэлектрической проницаемости твердых веществ в диапазоне радиочастот обычно применяют таблеточный и иммерсионный