

НАБЛЮДЕНИЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НАГРЕВУ И СЖАТИЮ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ НА УСТАНОВКЕ „ДЕЛЬФИН-1”

*И.В.Александрова, Н.Г.Басов, А.А.Галичий, А.Е.Данилов,
М.П.Калашников, Ю.А.Михайлов, А.В.Роде,
Г.В.Склизков, С.И.Федотов*

Сообщается о наблюдении филаментации в плазменной короне при облучении тонкостенных оболочечных мишеней на лазерной термоядерной установке „Дельфин-1”¹, диагностируемой по мягкому рентгеновскому излучению плазмы.

Последнее время в ряде работ, посвященных нагреву и сжатию тонкостенных оболочечных мишеней сообщается о наблюдении филаментации в плазменной короне²⁻⁵. Экспериментально это явление регистрировалось в основном оптическими методами — при теновом фотографировании плазменной короны², при исследовании гармоник греющего излучения, генерируемых в плазме³, а также по собственному рентгеновскому излучению плазмы⁴.

Возникновение филаментации авторы связывают как с развитием самофокусировки греющего лазерного излучения, так и с возникновением мелкомасштабных неустойчивостей в плазменной короне ⁵.

Интерес к явлению филаментации обусловлен тем обстоятельством, что при использовании режима гидродинамического сжатия для получения высоких величин сжатия горючего, необходимых для достижения условия „зажигания” нужно обеспечить высокую симметрию абляции, в то время как наличие филаментации может свидетельствовать о развитии неустойчивостей в плазме, нарушающих симметрию сжатия оболочки.

1. Экспериментальная установка.

Установка „Дельфин-1” представляет собой шестиканальный лазер, построенный по принципу последовательно-параллельного усиления. Лазерные пучки сферически симметрично фокусируются на мишень. Диаметр пятна фокусировки на поверхности мишени определяется расходимостью излучения и составляет $d_0 = 250$ мкм. Эксперименты с оболочечными мишенями проводились при следующих параметрах греющего излучения: энергия, падающая на мишень $E_{\Pi} = 750 \div 1000$ Дж; длительность импульса по уровню 0,5 максимальной интенсивности $\tau_{0,5} = 2,3 \cdot 10^{-9}$ с; энергетическая контрастность $K_e = 10^6$. Плотность потока излучения на поверхности мишени в условиях эксперимента определялась ее размерами и изменялась в пределах $q \cong 10^{13} \div 10^{14}$ Вт/см². Коэффициент поглощения лазерного излучения составил $40 \div 50$ %.

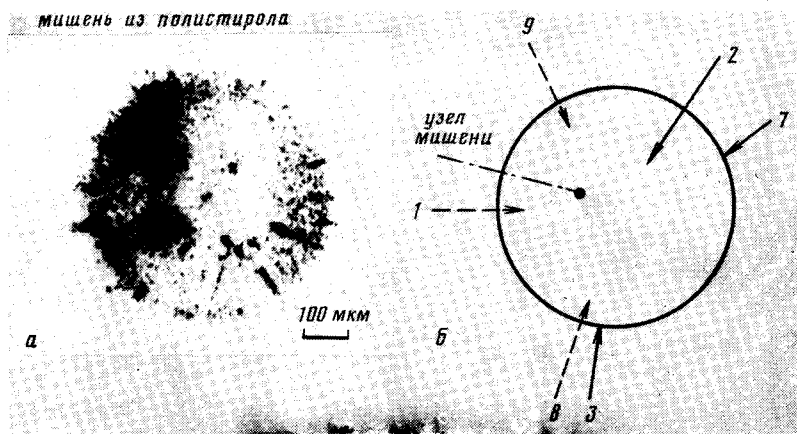


Рис.1. Микрофотография плазмы, полученная при нагреве полистирольной мишени (диапазон регистрации $E_{гр} = 3,6$ кэВ) (а); расположение греющих пучков на поверхности мишени (б)

2. Экспериментальные результаты.

Исследование рентгеновского излучения лазерной плазмы осуществлялось с помощью трех семикадровых камер-обскур, работающих в спектральных интервалах, определяемых фильтрами ослабителями с энергиями отсечки (ослабление в e раз) $E_{гр} = 2,2 \div 6,2$ кэВ, и расположенных по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Пространственное разрешение камер-обскур составляло $10 \div 40$ мкм в зависимости от отверстия. В экспериментах изменялось вещество (стекло, полистирол) и геометрические характеристики мишеней (радиус $R = 200 \div 250$ мкм, аспектное отношение $R/\Delta R = 30 \div 250$).

В опытах по анагреву полистирольных оболочечных мишеней регулярно наблюдалась филаментация в плазменной короне. На рис.1, а представлена обскурограмма, полученная при нагреве полистирольной мишени диаметром $2R = 580$ мкм, с аспектным отношением $R/\Delta R = 50$, при следующих параметрах греющего излучения: $E_{\Pi} = 800$ Дж, $E_{полг} = 360$ Дж, иллю-

стрирующая характерную картину светимости плазмы при развитии филаментации. Характерный диаметр струй у поверхности мишени составляет $20 \div 40$ мкм. Струи направлены строго по нормали к поверхности мишени. Диаметр филаментов уменьшается с увеличением расстояния от поверхности мишени, при этом их полная длина составляет $100 \div 200$ мкм. На рис.1,б представлено схематичное расположение греющих пучков на поверхности мишени. Сопоставление рис.1,а и рис.1,б показывает отсутствие корреляции направлений филаментов с ориентацией греющих пучков.

При вариации параметров лазерного излучения и мишеней были выявлены следующие закономерности образования филаментов. Плотность филаментов и их количество на поверхности мишени возрастают при увеличении диаметра мишени. Филаментация наблюдалась во всех экспериментах с полистирольными мишенями, при этом ни в одном эксперименте не было зарегистрировано сжатие. В экспериментах со стеклянными мишенями ($R > 200$, $R/\Delta R \geq 100$) при уровне падающей энергии $E_{\text{п}} < 1$ кДж и длительности лазерного импульса $\tau_{0,5} = 2,3$ нс (плотность потока греющего излучения $q = 10^{13} \div 10^{14}$ Вт/см²) филаментация не наблюдалась при этом регистрировалось высокое объемное сжатие $10^3 \div 10^6$ (см. рис.2а). При увеличении энергии греющего импульса ($E_{\text{п}} > 1 \div 1,3$ кДж) и изменении формы импульса (плотность потока излучения также $q = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) на стеклянных мишенях также наблюдалась филаментация с характерным размером струй, как и на полистирольных мишенях (см. рис.2,б). При этом, как в случае полистирольных мишеней, не было зарегистрировано сжатие мишеней.

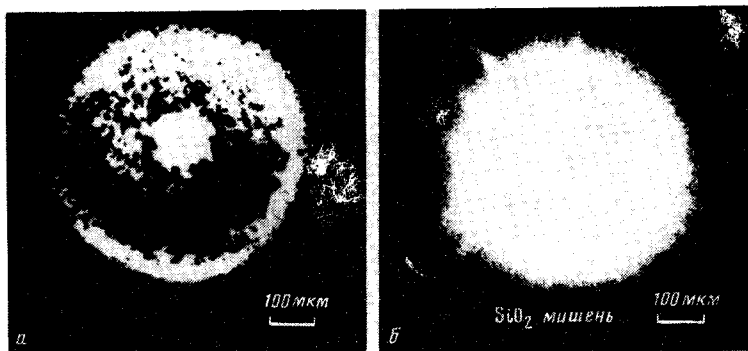


Рис.2. Обскурограмма плазмы, полученная при нагреве стеклянной мишени в отсутствии филаментации (а), объемное сжатие составляет $V/V_0 = 4 \cdot 10^2$; обскурограмма плазмы для стеклянной мишени, полученная при наличии филаментации (б)

3. Выводы.

Наличие филаментации, наблюдаемой по собственному рентгеновскому излучению плазмы свидетельствует о струйном характере разлета плазмы. Отсутствие сжатого ядра в условиях филаментации позволяет предположить, что при развитии филаментации процесс ускорения оболочки к центру становится неустойчивым, что приводит к резкому уменьшению объемного сжатия. Такой характер разлета плазмы может быть обусловлен куммулятивными явлениями, развивающимися вследствие нарушения сферичности распределения плотности плазмы вблизи границы испарения. Источником начальных возмущений могут служить флуктуации интенсивности лазерного излучения $\Delta I \cong 1 - 5\%$, которые в свою очередь могут иметь место вследствие усиления за счет самофокусировки в плазменной короне начальных коге-

рентных всплесков интенсивности в распределении плотности излучения на поверхности мишени. Чтобы существенно изменить распределение интенсивности в области плотной плазмы, где происходит энерговыделение необходимо выполнение условия для интеграла распада $B \geq 2\pi^{-7}$.

В случае сферической плазмы выражение для интеграла распада имеет вид

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^R \gamma(I, r) I(r) dr,$$

где γ — зависящая от интенсивности добавка к показателю преломления.

В области плазмы $\rho < \rho_c/4$ (ρ_c — критическая плотность), где допустимо пренебрежение поглощением лазерного излучения и γ определяется только действием пондеромоторных сил⁴ можно записать

$$B = \text{const } 2\pi\lambda I(R_c) \int_{-\infty}^{R(\rho_c/4)} \frac{1}{R^2} \frac{1}{kT_e} \frac{\rho(r)}{\rho_c} dr.$$

Для оценки значения B предположим постоянство электронной температуры T_e в области с плотностью $\rho_c/10 \div \rho_c/4$ и аппроксимируем распределение плотности в короне, рассчитанное по программе „Луч”⁸ следующим выражением:

$$\rho(R) = \rho_c \exp \left\{ -\frac{4\pi}{3} R_c^3 \frac{n_c}{z} \frac{\Sigma I + (z+1)kT_{ec}}{\xi E_{\text{погл}}} [(R/R_c)^3 - 1] \right\},$$

где R_c — радиус поверхности критической плотности, z — средний заряд ионов, ΣI — сумма потенциалов ионизации, $E_{\text{погл}}$ — поглощенная энергия, T_{ec} — электронная температура в области ρ_c , $\xi = 0,3$. Для мишени из SiO_2 радиусом $R = 225$ мкм — $B = 1,4\pi$, а в случае такой же мишени из полистирола — $B = 2,4\pi$.

Как видно наиболее благоприятные условия для развития самофокусировки реализуются в протяженной плазменной короне с низким значением электронной температуры, что соответствует мишеням большого размера из материала с малым z .

Таким образом самофокусировка лазерного излучения может эффективно развиваться в плазменной короне и являться одной из причин возникновения экспериментально наблюдаемой филаментации и нарушения симметрии сжатия мишеней.

Литература

1. Басов Н.Г. и др. Квантовая электроника, 1982, 9, 385.
2. Mochizuki T. Jap. J. Appl. Phys., 1980, 19, L645.
3. Herbst M.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 328.
4. Will O. et al. Rutherford Lab. Ann. Rep. RL-82-039, 1982, 3, 18.
5. Herbst M.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 91.
6. Басов Н.Г., Галичий А.А., Данилов А.Е., Исаков А.И., Калашников М.П., Меркульев Ю.А., Михайлов Ю.А., Роде А.В., Склизов Г.В., Федотов С.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 109.
7. Басов Н.Г. и др. Препринт ФИАН № 19, 1982.
8. Афанасьев Ю.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 470.