

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P9-85-15

А.Г.Бонч-Осмоловский, В.А.Мончинский

СЖАТИЕ И НАГРЕВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ
НА ОСИ КОНУСНОЙ МИШЕНИ

Направлено в журнал "Физика плазмы"

1985

В последнее время появился ряд работ, в которых обсуждаются так называемые кумулятивные процессы при взаимодействии излучения мощных лазеров с твердыми мишенями ^{/1-3/}. В связи с этим, в частности, высказывалось соображение о возможности повышения зарядности ионов в образующейся плазме, однако определенных результатов ни в теоретической, ни в экспериментальном плане получено не было.

При запуске CO₂-лазерного источника многозарядных ионов на синхрофазотроне ОИЯИ обнаружено значительное увеличение числа и зарядности ионов в источнике после образования в мишени тонкой полости /конуса/ при острой фокусировке излучения CO₂-лазера с потоком ~10¹⁰ Вт/см² ^{/4,5/}. Эти данные можно объяснить, если предположить, что при образовании конуса излучение лазера, выбрасывая вещество со стенок конуса, приводит к столкновению сверхзвуковых потоков плазмы и к сильному сжатию и разогреву плазмы на оси конуса.

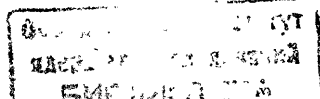
В настоящей работе рассматриваются процессы образования плотной и горячей плазмы и даются теоретические оценки ее плотности и температуры. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

Пусть излучение лазера сфокусировано в основание конуса с вершинным углом 2α . Поскольку основной поток вещества в плазменном факеле на плоской мишени направлен перпендикулярно ее поверхности независимо от угла падения излучения, а скорость расширения границы факела превышает скорость звука, то на оси конуса при $\alpha \ll 1$ происходит квазицилиндрическое столкновение сверхзвуковых потоков плазмы. Если $\alpha < \alpha_{кр}$, где критический угол

$$\alpha_{кр} = \arctg \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}, \quad /1/$$

γ - показатель адиабаты, то кумулятивная струя не образуется ^{/6/} и значительная часть кинетической энергии сталкивающихся потоков² переходит в тепловую энергию плазмы на оси, почти стационарной в лабораторной системе. Время перехода энергии направленного движения в тепловую определяется временем хаотизации скоростей ионов /временем самостолкновений/ ^{/7/}:

$$\tau_{xi} = \frac{1,42 \cdot 10^7 A^{1/2} T_i^{3/2}}{n_i Z^4 \ln \Lambda} \ll \tau_{сж} \sim 10^{-9} \div 10^{-8} \text{ с.} \quad /2/$$



Здесь A - атомный вес, eZ - заряд, $T_i/\text{эВ}$, n_i - температура и концентрация ионов, $\ln \Lambda \approx 10$ - кулоновский логарифм.

В наших условиях плазма близка к идеальному газу $n \ll 10^{23} \text{ см}^{-3}$, и с учетом /2/ можно принять, что $\gamma = 5/3$ и $\alpha_{кр} = 37^\circ$. Учет внутренних степеней свободы ионов /возбуждение и ионизация/ может несколько уменьшить эту величину /см. /8/ /.

Оценка ионной температуры после столкновения такова:

$$T_i \sim \frac{m_i v_i^2}{k}, \quad /3/$$

здесь m_i , v_i - масса и скорость ионов, k - постоянная Больцмана. Для скоростей, характерных для эксперимента /ионы высших зарядностей/, $v_i \approx 1-1,5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, и для элементов типа углерода-магния получаем $T_i \sim 1 \text{ кэВ}$.

Электроны этим "ударно-вязкостным" механизмом греются слабо, т.к. $m_e \ll m_i$; нагрев их за счет кулоновских соударений с горячими ионами также относительно невелик; докажем это утверждение.

Изменение электронной температуры в плазме определяется уравнением электрон-ионной релаксации /9/:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}}, \quad \tau_{ei} = \frac{3,2 \cdot 10^8 A T_e^{3/2}}{n_i \bar{Z}^2 \ln \Lambda} \quad /4/$$

и уравнением сохранения энергии:

$$n_e \frac{dT_e}{dt} + n_i \frac{dT_i}{dt} = 0. \quad /4'/$$

Положим в этих уравнениях $n_e = n_i \bar{Z}$, \bar{Z} - среднее зарядовое число ионов, обеспечивающее нейтральность плазмы.

Для электронной температуры T_e из системы /4/ имеем следующее уравнение:

$$2\gamma y^4 \dot{y} = T_{ac} - y^2. \quad /5/$$

Здесь

$$\dot{y} = \sqrt{T_e}, \quad p = \frac{3,2 \cdot 10^8 A}{n_i \bar{Z}^2 \ln \Lambda}, \quad T_{ac} = \frac{T_{i0}}{\bar{Z} + 1} + \frac{\bar{Z}}{\bar{Z} + 1} T_{e0}. \quad /6/$$

Решение /5/ при начальном условии $T_e|_{t=0} = T_{e0}$ таково:

$$\frac{\bar{Z} + 1}{2p} t = -\frac{y^3 - y_0^3}{3} - T_{ac} (y - y_0) + \frac{T_{ac}^{3/2}}{2} \ln \left| \frac{y + \sqrt{T_{ac}}}{y - \sqrt{T_{ac}}} \right| - \frac{T_{ac}^{3/2}}{2} \ln \left| \frac{y_0 + \sqrt{T_{ac}}}{y_0 - \sqrt{T_{ac}}} \right|. \quad /7/$$

Введем обозначения

$$x = \sqrt{\frac{T_e}{T_{ac}}}, \quad x_0 = \sqrt{\frac{T_{e0}}{T_{ac}}}, \quad r_{ei}|_{ac} \equiv r_{ac} = p T_{ac}^{3/2}. \quad /7'/$$

Окончательно решение уравнения /5/ приобретает вид

$$(\bar{Z} + 1) \frac{t}{r_{ac}} = \frac{2}{3} (x^3 - x_0^3) - 2(x - x_0) + \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| - \ln \left| \frac{1+x_0}{1-x_0} \right|. \quad /8/$$

Теперь видно, что при $t \gg r_{ac}$ температура электронов приближается к величине $T_{ac}(x+1)$, так же, как и температура ионов /см. /4'//:

$$T_e|_{t \gg r_{ac}} = T_i|_{t \gg r_{ac}} = T_{ac} = \frac{T_{i0}}{\bar{Z} + 1} + \frac{\bar{Z} T_{e0}}{\bar{Z} + 1}. \quad /9/$$

Здесь T_{e0} и T_{i0} - начальные в процессе релаксации температуры электронов и ионов.

Если $T_{i0} = 1 \text{ кэВ}$, $T_{e0} \approx 100 \text{ эВ/см}$, ниже / и $n_i \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\bar{Z} = 5$, то $T_{ac} \approx 200 \text{ эВ}$ и $r_{ac} \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

Таким образом, за время сжатия $10^{-9} \div 10^{-8} \text{ с}$ температура электронов за счет передачи энергии от горячих ионов поднимается до значений, меньших 200 эВ, т.е. менее, чем в 2 раза.

Более быстрый и эффективный механизм нагрева электронов при сжатии плазмы к оси конуса был рассмотрен в предыдущей работе /5/. В процессе сжатия плазмы ионная компонента адиабатически сжимает электронный газ, термодинамические характеристики которого меняются по адиабате Пуассона, в частности, $T V^{\gamma-1} = \text{const}$.

При $\alpha < \alpha_{кр}$ температура и плотность электронов возрастают согласно

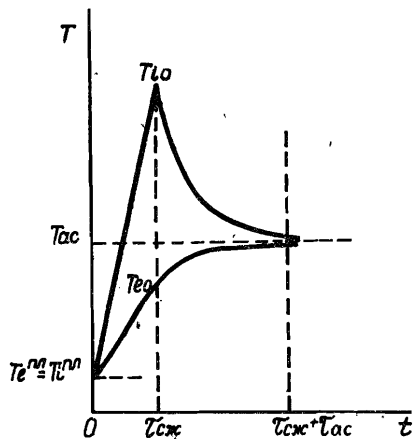
$$\frac{n_e}{n_{e0}} \leq \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^2; \quad \frac{T_e}{T_e^{np}} \leq \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right)^{2\gamma - 2}. \quad /10/$$

Здесь T_e^{np} - температура электронов на плоской мишени /исходная,

до сжатия/. При $\gamma = 5/3$ и $\alpha_{кр} = 37^\circ$ /10/ дает $\frac{n_e}{n_{e0}} \leq 16$, $\frac{T_e}{T_e^{np}} \leq 6,4$; при $\gamma = \frac{5}{7}$ $\frac{n_e}{n_{e0}} \leq 36$, $\frac{T_e}{T_e^{np}} \leq 4,2$.

На рисунке схематично изображена ситуация по нагреву плазмы в конусной мишени. Как видно, конечная температура электронов

*Равенство в /10/ имеет место при $\alpha \rightarrow 0$ /цилиндрическая кумуляция/.



/плазмы в целом/ существенно определяется T_e^{nn} . Эту величину можно оценить, зная плотность потока излучения q и пользуясь литературными данными, а также по выходу многозарядных ионов различных элементов из плоской мишени.

Наибольшее количество экспериментальных исследований лазерной плазмы, в том числе измерений T_e , выполнено для неодимового лазера при длине волны излучения $\lambda = 1,06$ мкм в широком диапазоне плотности потока /см. обзор /10/ и цитированную там литературу, а также /11/.

Поскольку все процессы взаимодействия заряженных частиц с электромагнитной волной определяются параметром $\frac{eE\lambda}{mc^2}$, E - напряженность

электрического поля в фокусе лазера, то температура, например, электронов, должна зависеть не от плотности электромагнитной энергии $w = \frac{E^2}{4\pi}$ или плотности потока $q = w \cdot \lambda$, а от эффективной плотности потока $q_{эф} = \lambda^2 q$, т.е.

$$T_e = f(\lambda^2 q). \quad /11/$$

В /11/ показано в рамках одномерной гидродинамической модели, что f - степенная функция с показателем степени $2/3$ *. Этот качественный результат легко получить, если приравнять поток энергии излучения q , поглощающийся на критической поверхности

/при $n \approx n_{кр} = \frac{10^{21}}{\lambda^2 (\text{мкм})} \text{ см}^{-3}$ /, потоку кинетической энергии плазмы:

$$q = \frac{3}{2} n_e k T_e v_e \approx \frac{n_{кр}}{\sqrt{m}} (k T_e)^{3/2}, \quad T_e \approx 0,2 \cdot 10^{-6} (\lambda^2 q)^{2/3}. \quad /12/$$

Однако количественного совпадения с экспериментом с помощью таких приближенных оценок получить не удастся. Неплохое согласие с экспериментальными измерениями /10,11/ температуры электронов в диапазоне величин потока $10^9 \leq q \leq 10^{13}$ Вт/см² дает следующая формула:

*Различные модели дают близкие результаты, показатель степени варьирует вблизи 1/2.

$$T_e (\text{эВ}) = \kappa \cdot 10^{-6} [\lambda^2 (\text{мкм}) \cdot q (\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2})]^{2/3}. \quad /13/$$

Здесь численный коэффициент $\kappa \approx 1$.

Для CO₂-лазера в нашем случае имеем $q_{эф} \approx 10^{12}$ Вт/см² и с учетом наклонного падения излучения на стенку конуса $q_{эф} \approx 5 \cdot 10^{11}$ Вт/см². Тогда согласно /13/ для электронной температуры в центральной области факела на плоской мишени /т.е. до столкновения/ получаем оценку $T_e^{nn} \approx 70$ эВ.

Эта величина согласуется с наблюдаемыми в наших экспериментах максимальными зарядностями ионов /до образования конуса, при первых "выстрелах"/, например, 5^+C , 10^+Mg , 11^+Al , 13^+Cu . Аналогичные результаты при эффективной плотности потока до $5 \cdot 10^{11}$ Вт/см² получены в /12/. Для средней концентрации плазмы в ядре факела /т.е. при $r \leq d$ - размер фокального пятна/ примем величину $n_e^{nn} \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Теперь можно оценить параметры плазмы, сжатой на оси конуса к концу процесса столкновения:

$$T_e \leq 4 \div 6 / T_e^{nn} \approx 300 \div 400 \text{ эВ}, \quad n_e^{nn} \leq 10 \div 30 / n_e \approx 2 \div 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}. \quad /14/$$

За время жизни сжатой плазмы $\tau_0 \approx \frac{d}{v_s} \approx 10^{-8}$ с, v_s - скорость звука, процесс электрон-ионной релаксации может еще поднять температуру электронов до величины $T_{эас} = T_e + 0,1 T_i \leq 400 \div 500$ эВ.

Если принять $T_e^{\text{макс}} \approx 400$ эВ и считать, что в данных условиях применима корональная модель ионизационных состояний ионов /13/, то для магния, например, можно ожидать образования значительных количеств 11^+Mg и, может быть, ядер 12^+Mg . Имеем оценку фактора ионизации $n_e \tau_i$ в условиях, близких к стационарному состоянию при потенциале ионизации $\chi_Z = 1,780$ эВ (11^+Mg):

$$n_e \tau_i = \frac{3 \cdot 10^5 Z^2 T_e^{1/2} \exp(\chi_Z / T_e)}{T_e - 10^{-8} Z^3 \chi_Z^{3/2} \exp(\chi_Z / T_e)} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}. \quad /15/$$

Следовательно, для времени ионизации 11^+Mg получаем по порядку величины $\tau_i \approx 10^{-8}$ с, что сравнимо со временем пребывания ионов в горячей зоне.

Эксперимент показывает /5/, что после образования кратера в магниевой мишени, помимо резкого увеличения общего числа ионов 10^+Mg /в 20-50 раз/, отмечается появление ионов 11^+Mg в заметных количествах / $\sim 10^8 \div 10^9$ ионов на выходе источника/.

Таким образом, при фокусировке излучения CO₂-лазера в основную конусную мишени, пригोленной заранее или выбитой самим лазерным лучом, на оси конуса образуется плотная $n \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и горячая $T_e \approx 4 \div 5 \cdot 10^6$ К /плазма, время жизни которой составляет $10 \div 100$ нс.

Эффект повышения температуры плазмы в конусной мишени эквивалентен увеличению мощности лазера на порядок. Он приводит к увеличению числа и зарядности ионов и может, таким образом, найти важное применение в лазерных источниках многозарядных ионов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грибков В.А. и др. Труды ФИАН, 1976, 85, с. 193.
2. Rumsby P.T., Paul J.W.M., Masoud M.M. Plasma Phys., 1974, 16, p. 969.
3. Быковский Ю.А. и др. Квантовая электроника, 1978, 5, с.337.
4. Безногих Ю.Д. и др. ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна, 1984.
5. Бонч-Осмоловский А.Г., Мончинский В.А. ОИЯИ, Р9-84-251, Дубна, 1984.
6. Harlow F.M., Pracht W.E. Phys.Fluids, 1966, 9, p. 1451.
7. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, М., 1965, с. 177.
8. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений. ГИФМЛ, М., 1963, с. 4040.
9. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1937, 7, с. 203.
10. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизов Г.В. Труды ФИАН, 1974, 76, с. 186.
11. Bobin J.L., Tonon G. B.J.S.T. du Commissariat a l'Energie Atomique, France, 1971, No 160, p. 23.
12. Березовский В.В. и др. Письма в ЖТФ, 1977, 3, с. 310.
13. Макуиртер Р. В кн.: Диагностика плазмы. "Мир", М., 1967, гл.5.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1985 года.

Внимание организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.