ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики

FERMILAB
35-96
APR 8 1997
LIBRARY
Fermilab Library
0 1160 0065876 9
ITEP-35-96

С. В. Латышев, Ю. Н. Чеблуков

ПЛОТНОСТЬ ИОННОГО ТОКА В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ.

Москва 1996

УДК 533.9.08 М-16
ПЛОТНОСТЬ ИОННОГО ТОКА В РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ: Препринт ИТЭФ 35-96/
С.В.Латышев, Ю.Н.Чеблуков - М., 1996 - 16с.

Теоретически исследованы зависимости плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени. Проведены расчеты, необходимые для проектирования лазерных источников ионов для ускорительной техники. Дано объяснение двугорбой формы коллекторных сигналов, наблюдаемой в ряде экспериментов с лазерной плазмой. Рассмотрены дополнительные возможности получения информации об условиях эксперимента из коллекторных сигналов.

Рис. - 8, список лит. - 15 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, 1996

Данная работа посвящена расчету плотности ионного тока $j=Zn_i u$ в лазерной плазме, разлетающейся по нормали к поверхности мишени и исследованию зависимости этой величины от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени (Z- средний заряд ионов, n_i-концентрация ионов, u-скорость разлета ионов вдоль нормали).

В настоящее время имеются лишь отдельные расчеты, моделирующие коллекторные сигналы в экспериментах с лазерной плазмой [1,2] без выяснения вопроса о зависимостях ионных токов от параметров эксперимента.

Выяснение этого вопроса важно как для проектирования лазерного источника ионов для ускорительной техники, так и для интерпретации результатов коллекторной диагностики разлетающейся лазерной плазмы.

1. Квазидвумерная модель лазерной плазмы

Все расчеты в данной работе выполнены с помощью квазидвумерной двухтемпературной гидродинамической модели лазерной плазмы, предложенной в работе [3]. Эта модель успешно использовалась ранее для расчета зарядового состава ионов в разлетающейся лазерной плазме [4], температуры лазерной плазмы [5] и ряда рекомбинационных эффектов [6,7].

Согласно этой модели, лазерная плазма моделируется "крупными частицами" равной массы в виде тонких дисков. Под действием сил газокинетического давления диски могут перемещаться вдоль нормали к мишени и менять свой радиус. Поперечное расширение дисков рассматривается в автомодельном приближении, т.е. радиальные скорости расширения внутренних точек диска связаны с радиальной скоростью границы диска

законом $v_r(\xi) = u_r\xi/r$, где ξ - радиус внутренней точки диска, r и u_r - радиус и радиальная скорость границы диска. Таким образом, квазидвумерная модель представляет собой нечто среднее между чисто одномерной плоской моделью плазмы и двумерной цилиндрически-симметричной моделью.

Модель включает в себя следующие физические процессы: поглощение лазерного излучения за счет обратного тормозного механизма и отражение от слоя плазмы с критической плотностью [8]; электронную теплопроводность с учетом классического ограничения теплового потока [9]; теплообмен между электронами и ионами при упругих столкновениях [10]; ионизационные процессы в приближении среднего заряда с учетом ионизации электронным ударом, тройной, диэлектронной и фоторекомбинаций [11]; энергобаланс при неупругих процессах.

В энергобалансе при неупругих процессах энергия, возвращаемая электронам плазмы при тройной рекомбинации ионов через высоковозбужденные состояния, учитывается по формуле предложенной в [12]:

$$E_t = 7\cdot 10^{-22}\ (n_e/Z)^{2/3}/\theta_e\ [\text{эрг}],$$

где θ_e - температура электронов в эВ. Это является существенным отличием данной модели от моделей других авторов.

2. Зависимость плотности ионного тока от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния до мишени.

Простейшую функциональную зависимость плотности ионного тока $j = eZn_i u$ от параметров эксперимента можно получить, полагая $n_i \sim W_{las}/(ZT_eL^3)$ и $u \sim (ZT_e/m_i)^{1/2}$, где W_{las}/ZT_e -

оценка количества ионов, производимых лазерным импульсом, L-расстояние от мишени, а скорость разлета ионов оценивается по скорости звука u_s на стадии нагрева. Откуда получаем:

$$j \sim eW_{las}L^{-3}m_i^{-1/2}(Z/T_e)^{1/2} \qquad (1)$$

Из формулы (1) видно, что плотность ионного тока пропорциональна энергии лазерного импульса W_{las}, обратно пропорциональна $m_i^{1/2}$ и наиболее сильно ($\sim L^{-3}$) зависит от расстояния до мишени. Все остальные зависимости менее существенны.

Рассмотрим основные зависимости плотности ионного тока от параметров греющего излучения на примере разлетающейся плазмы золота, нагреваемой импульсом CO_2-лазера прямоугольной формы. Все расчеты плотностей ионных токов, приведенные в данном разделе соответствуют, если это особо не оговорено, расстоянию от мишени 1 м. Кроме того, в дальнейшем для краткости зависимость плотности ионного тока от времени будем называть ионным импульсом.

На рис.1 приведены ионные импульсы при различных мощностях лазерного излучения в диапазоне 10^8-10^9 Вт. Длительность лазерного импульса и диаметр пятна фокусировки были τ=100 нс и d=1мм соответственно. Приведенные на рис.1 расчеты свидетельствуют о росте амплитуды ионного импульса в соответствии с оценкой (1) и уменьшении времени задержки начала ионного импульса с ростом мощности лазерного излучения(время задержки отсчитывается от начала лазерного импульса). Такие зависимости объясняются увеличением энергии лазерного импульса, а следовательно количества ионов, производимых лазерным излучением, и ростом температуры плазмы, а следовательно и скорости разлета ионов.

На рис.2 приведены ионные импульсы при различных

диаметрах пятна фокусировки лазерного излучения и прочих равных параметрах. Результаты, приведенные на рис.2, свидетельствуют об уменьшении амплитуды ионного импульса и уменьшении времени задержки ионного импульса с уменьшением диаметра пятна фокусировки. Объяснение данных зависимостей также достаточно простое. С уменьшением диаметра фокусировки растет температура плазмы, а следовательно и скорость разлета ионов, что приводит к уменьшению времени задержки ионного импульса. С другой стороны при более острых фокусировках и неизменной энергии лазерного излучения уменьшается количество плазмы, производимой на стадии нагрева и, что еще более важно, увеличивается боковой разлет плазмы. Последнее приводит к значительному уменьшению количества ионов, разлетающихся по нормали к мишени в дальней зоне, что является определяющим эффектом в уменьшении амплитуды ионного импульса по сравнению с его ростом за счет увеличения скорости разлета.

Зависимость ионного импульса от атомного веса мишени приведена на рис.3. С ростом атомного веса мишени происходит уменьшение амплитуды ионного импульса в соответствии с оценкой (1) и увеличение времени задержки ионного импульса. Эти зависимости объясняются уменьшением скорости разлета и количества ионов с увеличением атомного веса мишени.

Зависимость ионного импульса от длины волны лазерного излучения представлена на рис.4. Она является наиболее слабой из всех рассмотренных. Относительно небольшое увеличение амплитуды и времени задержки ионного импульса с уменьшением длины волны объясняется некоторым уменьшением температуры плазмы и бокового расширения при уменьшении длины волны лазерного излучения. При более острых фокусировках в этом же

направлении будет действовать уменьшение количества испаренного вещества за счет снижения поглощения длинноволнового лазерного излучения по сравнению с коротковолновым.

Наиболее нетривиальной оказалась зависимость ионного импульса от длительности лазерного излучения. Приведенные на рис.5 результаты расчета ионных импульсов при длительностях лазерного импульса 100-1000 нс показывают, что в общем случае ионный импульс состоит из двух пиков: быстрого и медленного. При малых длительностях лазерного излучения ионный импульс состоит из одного быстрого пика. С увеличением длительности лазерного излучения появляется второй пик в области малых скоростей. При достаточно больших длительностях медленный пик начинает сильно превалировать над быстрым. Быстрый пик обусловлен ионами, происхождение которых связано с начальным нестационарным режимом нагрева лазерной плазмы, а медленный пик - с ионами, которые появились уже в установившемся стационарном режиме нагрева. Для того, чтобы появился медленный пик необходимо, чтобы длительность лазерного импульса была много больше характерного гидродинамического времени, судя по расчетам необходимо чтобы $\tau_{las} > 3\text{-}5\ d/u_s$.

Одногорбые и двугорбые коллекторные сигналы регистрировались в различных экспериментах с лазерной плазмой, где использовалась коллекторная диагностика [13,14]. Кроме того, в ряде экспериментов наблюдались многопичковые коллекторные сигналы, что, по-видимому, связано со сложной формой лазерного импульса, а также с электростатическим механизмом ускорения ионов при высоких плотностях потока лазерного излучения [15].

Наиболее сильно зависит ионный импульс от расстояния до

мишени. Соответствующие расчеты, представленные на рис.6, показывают, что с увеличением расстояния до мишени происходит резкое уменьшение амплитуд как быстрого так и медленного пиков в ионном импульсе примерно по закону $j \sim L^{-3}$, а также происходит линейное увеличение времени задержки ионного импульса.

3. Интерпретация коллекторной диагностики лазерной плазмы.

Очевидный и весьма важный вывод из результатов, рассмотренных в предыдущем разделе, заключается в том, что плотность ионного тока весьма чувствительна к большинству параметров эксперимента, таких как расстояние от мишени, мощность и длительность лазерного излучения, вещество мишени и т.д. Это приводит к тому, что добиваясь максимально точного совпадения расчетных данных с экспериментом, можно получать дополнительную информацию об условиях эксперимента. Но, с другой стороны, любой эксперимент, условия которого известны не точно, можно достаточно легко "согласовать" с расчетными результатами, корректируя расчетные параметры в ту или иную сторону.

Продемонстрируем данную ситуацию на примере двух экспериментов [13,14].

В работе [13] использовался неодимовый лазер с максимальной энергией в импульсе $W \sim 30$ Дж, длительностью лазерного импульса на полувысоте $\tau \sim 25$ нс и пятном фокусировки $d \sim 300$ мкм. Наиболее обширная информация имеется по коллекторным сигналам ионов углерода на расстоянии 2м от мишени, полученных в экспериментах, в которых энергия

лазерного излучения ослаблялась с помощью калиброванного поглотителя в 5 раз. Кроме того, по оценкам авторов, происходило дополнительное ослабление энергии лазерного импульса в 2 раза в оптической системе за счет геометрической расходимости лазерного излучения. Еще примерно в 2 раза излучение ослаблялось за счет отражения лазерного излучения от весьма многочисленных элементов оптической системы. Таким образом, энергия излучения, поглощаемая мишенью, составляла, по-видимому, 1-2 Дж. Цикл расчетов показал, что наилучшим образом с экспериментом согласуется расчет, в котором энергия лазерного импульса составляла 1,1 Дж, диаметр пятна фокусировки - 300 мкм, а лазерный импульс моделировался полусинусоидой с длительностью по основанию 35 нс. Данный расчет коллекторного сигнала и соответствующий экспериментальный сигнал приведены на рис.7.

В работе [14] использовался CO_2-лазер, импульс которого состоял из пика длительностью 200-300 нс с энергией около 10 Дж и хвоста длительностью 2 мкс с энергией до 20 Дж. На расстоянии 2 м от мишени коллекторный сигнал для ионов циркония имел двугорбую структуру. Соответствующий цикл расчетов показал, что наилучшим образом теоретический коллекторный сигнал аппроксимирует экспериментальный при следующих параметрах расчета: пик лазерного импульса аппроксимировался полусинусоидой с длительностью по основанию 250 нс и энергией 6,4 Дж, хвост аппроксимировался спадающей прямой от полувысоты пика до нуля с длительностью 1,75 мкс и энергий 18 Дж, диаметр пятна фокусировки составлял 400 мкм. Соответствующие экспериментальный и расчетный коллекторные сигналы приведены на рис.8. Расчеты показали, что быстрый пик коллекторного сигнала обусловлен ионами, которые образовались

под действием пика лазерного излучения, а медленный пик коллекторного сигнала обусловлен ионами от хвоста лазерного импульса.

Расчеты обоих экспериментов показали, что, не выходя за разумные пределы расчетных параметров, можно хорошо согласовать экспериментальные и расчетные коллекторные сигналы. Набор оптимальных параметров в обоих случаях оказывался достаточно жестко определенным. Так изменение любого из таких параметров лазерного излучения как энергия, длительность, диаметр пятна фокусировки в 2 раза приводило к тому, что ни при каких вариациях других параметров удовлетворительного согласия теории и эксперимента не наблюдалось.

Выводы

Квазидвумерная гидродинамическая модель лазерной плазмы, не смотря на весьма грубое моделирование бокового растекания плазмы, оказалась пригодной для расчета плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме.

Теоретически исследованы зависимости плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени. Проведены расчеты, необходимые для проектирования лазерных источников ионов для ускорительной техники. Дано объяснение двугорбой формы коллекторных сигналов, наблюдаемой в ряде экспериментов с лазерной плазмой.

Показана возможность извлечения дополнительной информации об условиях эксперимента из коллекторных сигналов с помощью серии аппроксимационных расчетов.

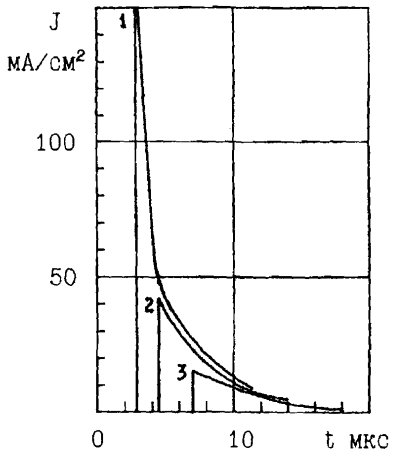

Рис. 1 Зависимость импульса плотности ионного тока от мощности лазерного излучения.
Au, d=1мм, τ=100нс, λ=10.6 мкм, L=1м
1-10^9 Вт/см², 2-3·10^8 Вт/см², 3-10^8 Вт/см²

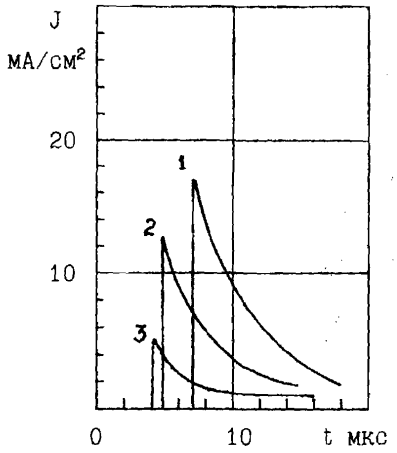

Рис. 2 Зависимость импульса плотности ионного тока от пятна фокусировки лазерного излучения.
Au, P=10^8 Вт/см², τ=100нс, λ=10.6 мкм, L=1м
1-1.0мм, 2-0.6мм, 3-0.2мм

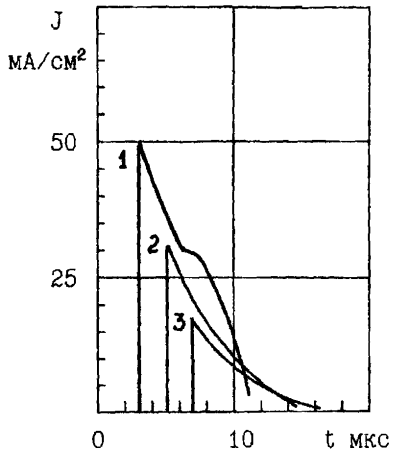

Рис. 3 Зависимость импульса плотности ионного тока от материала мишени.
$P=10^8$ Вт/см², d=1мм, τ=100нс, λ=10.6 мкм, L=1м
1-C, 2-Fe, 3-Au

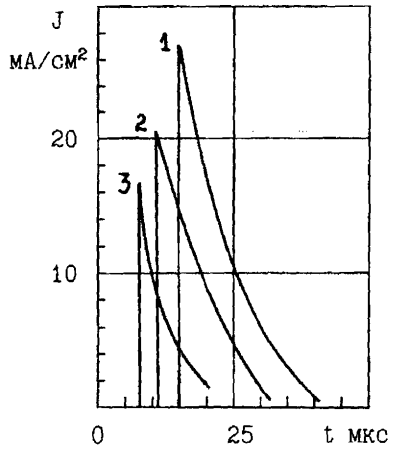

Рис. 4 Зависимость импульса плотности ионного тока от длины волны лазерного излучения.
Au, $P=10^8$ Вт/см², τ=100нс, L=1м
1-1.06 мкм, 2-3.0 мкм, 3-10.6 мкм

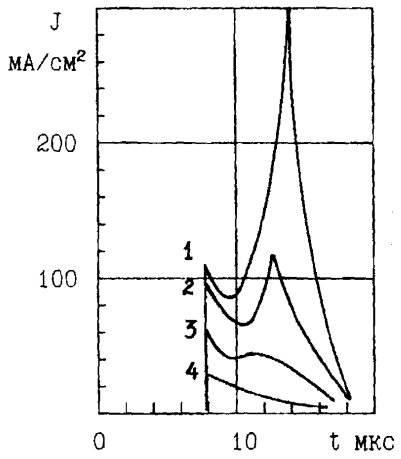

Рис. 5 Зависимость импульса плотности ионного тока от длительности лазерного излучения. $P=10^8$ Вт/см², d=1мм, λ=10.6 мкм, L=1м
1-1000нс, 2-600нс, 3-300нс, 4-100нс

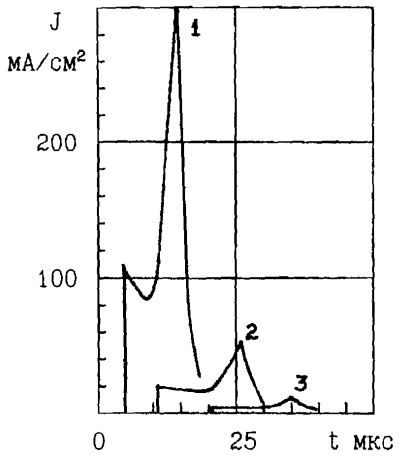

Рис. 6 Зависимость импульса плотности ионного тока от расстояния до мишени.
Au, $P=10^8$ Вт/см², d=1мм, τ=1000нс
1-1 м, 2-2 м, 3-3 м

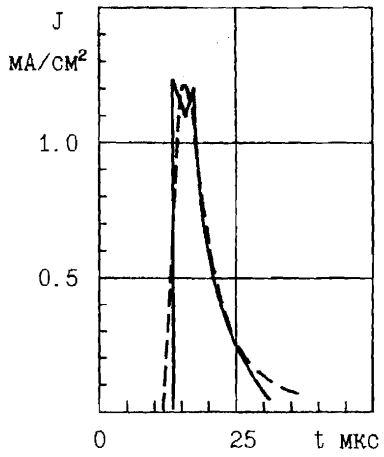

Рис. 7 Сравнение экспериментального и теоретического импульсов плотности тока ионов углерода C.
$P=5\cdot10^7$ Вт/см², τ=35нс, d=0.3мм, λ=1.06мкм, L=2м
——— теория, ----- эксперимент

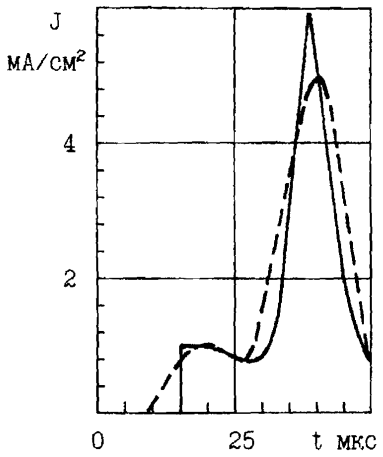

Рис. 8 Сравнение экспериментального и теоретического импульсов плотности тока ионов циркония Zr.
$P=4\cdot10^7$ Вт/см², τ=2000нс, d=0.4мм, λ=10.6мкм, L=2м
——— теория, ----- эксперимент

Список литературы

[1] Ерема Ю.Н., Латышев С.В., Петров В.В. и др. Препринт ИТЭФ. 1987. N 199. 16с.

[2] Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П., Шарков Б.Ю. и др.// ЖЭТФ. 1994. Т.106. N 12. С.1649-1662.

[3] Латышев С.В. М., Препринт ИТЭФ. 1983. N 66. 20с.

[4] Голубев А.А., Латышев С.В., Шарков Б.Ю. // Квантовая электроника. 1984. Т.11. N 9. С.1854-1856.

[5] Латышев С.В.,Рудской И.В. М.,Препринт ИТЭФ. 1986. N2. 16с.

[6] Бобашов С.В.,Латышев С.В.,Рудской И.В.,Симановский Д.М., Шмаенок Л.А.//Физика плазмы. 1987. Т.13. Вып.11. С.1383-1388.

[7] Ерема Ю.Н., Латышев С.В., Шумшуров А.В. М.,Препринт ИТЭФ. 1988. N 28. 4с.

[8] Афанасьев Ю.В.,Крохин О.Н. Труды ФИАН. 1970. Т.52. С.118-162.

[9] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212с.

[10] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384с.

[11] Вайнштейн С.А.,Собельман И.И.,Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319с.

[12] Латышев С.В., Рудской И.В.// Физика плазмы 1985. Т.11. Вып.10. С.1175-1180.

[13] Ананьин О.Б., Балдин А.М., Быковский Ю.А., и др.// Письма ЖЭТФ. 1973. Т.19. С.19-21.

[14] Голубев А.А., Ерема Ю.Н., Шарков Б.Ю., Шумшуров А.В. М., Препринт ИТЭФ. 1988. N 134. 20с.

[15] Ehler A.W.//J.Appl.Phys. 1975. V.46. N 6. P.2464-2467.