

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 60, ВЫПУСК 1
 10 ИЮЛЯ, 1994

Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.1, стр.3 - 6

©1994 г. 10 июля

**ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН МЯГКИМ
 РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА**

Е.В.Грабовский, О.Ю.Воробьев, К.С.Дябилин, М.Е.Лебедев,
 А.В.Острик, В.П.Смирнов*, В.Е.Фортвов*

** Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
 * 142092 Троицк, Россия*

*Научно-исследовательский центр
 теплофизики импульсных воздействий
 127412 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 мая 1994 г.

Выполнены эксперименты по генерации ударных волн с амплитудными давлениями до 3Мбар в свинце под действием мягкого рентгеновского излучения. Используемое для этого импульсное рентгеновское излучение с мощностью до 2ТВт/см² создавалось динамическим сжатием и необратимым разогревом плазмы в двухступенчатых каскадных мишенях Z-пинча на установке "АНГАРА-5-1". Результаты экспериментов сопоставляются с данными численного моделирования, давшего оценку яркостной температуры плазмы, близкую к 80эВ.

Основная проблема применения концентрированных потоков заряженных частиц и лазерного излучения в УТС [1] и в динамической физике высоких плотностей энергии [2] связана со значительной пространственной неоднородностью выделяемой мощности. Это приводит к нарушению симметрии сферического сжатия термоядерного топлива и затрудняет генерацию плоских ударных волн в опытах по изучению вещества в экстремальных условиях. Одним из наиболее эффективных путей решения этой проблемы является использование рентгеновского излучения плазмы со спектром, близким к тепловому, возникающего при воздействии на мишень потоков направленной энергии [3], либо при электродинамическом сжатии цилиндрических оболочек в геометрии Z-пинча [4]. Возбуждаемые таким излучением плоские ударные волны, являясь простейшим типом автомодельного гидродинамического течения, могли бы быть наиболее естественным и результативным источником экспериментальной

информации как об интенсивности падающего рентгеновского излучения, так и о физике его взаимодействия с конденсированными мишенями.

В настоящей работе проведены измерения интенсивности ударных волн в конденсированных мишенях из алюминия и свинца, образующихся под действием интенсивного импульса мягкого рентгеновского излучения. В отличие от других работ [5–7], где для генерации излучения применялась схема конверсии лазерного излучения в рентгеновское, в данной работе использовалось излучение на порядок большей длительности (при том же уровне мощности), возникающее при динамическом сжатии и разогреве плазмы при ее центростремительном движении в цилиндрической геометрии Z-пинча на установке "АНГАРА-5-1" [8,9]. Для генерации излучающей плазмы применялся внутренний лайнер в виде полого цилиндра, состоящего из низкоплотного агар-агарового каркаса, имплантированного молибденом (плотность цилиндра менее 10 мг/см^3 , полная масса до 200 мкг). Внешний диаметр лайнера составлял 4 мм, толщина стенки 0,2 мм, высота лайнера 10 мм. Наружный лайнер представлял собой сверхзвуковую кольцевую струю ксенона массой 150 мкг, через которую пропускался импульсный ток величиной 3,5 МА (см. рис.1).

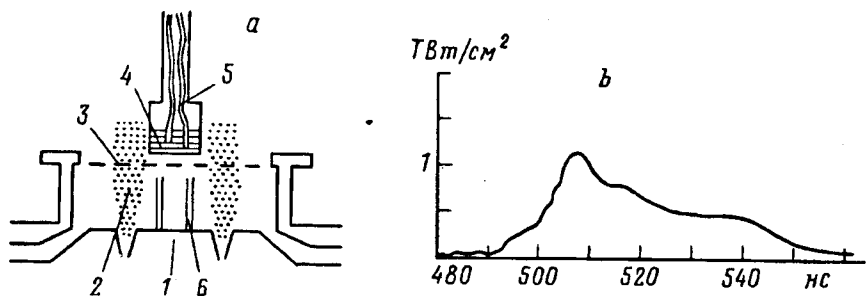


Рис.1. а - Схема эксперимента: 1 - катод, 2 - газовая струя ксенона, 3 - анод, 4 - мишень, 5 - световод, 6 - внутренний лайнер. б - Типичная осциллограмма интенсивности рентгеновского излучения, направленного по оси лайнера

Плазма Z-пинча испускала мягкое рентгеновское излучение со спектром, близким к планковскому, с температурой порядка 60–120 эВ. Это излучение попадало на расположенную над внутренним лайнером (расстояние 1 мм) плоскую мишень, состоящую из слоев алюминия толщиной 16 мкм и свинца $80 \div 200 \text{ мкм}$. Регистрация скорости ударной волны осуществлялась оптической базисной методикой [10] по измерению разности времен выхода ударной волны на свободные поверхности ступенчатых мишеней. Для вывода излучения из экспериментальной сборки применялись волоконнооптические линии связи (кварц-полимер, длина 80 м, затухание 0,4 дБ, полоса пропускания 2 ГГц), обеспечивающие высокую помехозащищенность регистрирующей аппаратуры [11]. Торец световода (диаметр 400 мкм) непосредственно примыкал к свободной поверхности образца, причем один из световодов граничил с алюминием, а другой - со свинцом. Расстояние между центрами световодов в узле мишени составляло менее 1 мм, что при диаметре облученной поверхности мишени 4 мм позволяло пренебречь пространственной неоднородностью излучения. Для

устранения свечения световодов под воздействием жесткого рентгеновского излучения, сопровождающего процесс генерации импульса мягкого рентгена, внутри рабочей камеры световоды располагались в стальной трубке, торец которой оканчивался экспериментальной сборкой. Оптическое излучение световодов регистрировалось кремниевыми фотодиодами, обладавшими временным разрешением менее 1нс. При обработке результатов экспериментов использовалась величина разности времен между передними фронтами сигналов (разность времен начала свечения), при этом обеспечивалось разрешение по времени менее 1,5нс. Результаты проведенных экспериментов представлены на рис.2, где отмечено измеренное положение фронта ударной волны в различные моменты времени. Средняя скорость распространения ударной волны на базе 80мкм составляет $7,3 \pm 0,6$ км/с, на базе 200мкм - $4,6 \pm 0,3$ км/с, что согласно ударной адиабате свинца соответствует средним давлениям ударного сжатия 3Мбар и 0,9 Мбар [12].

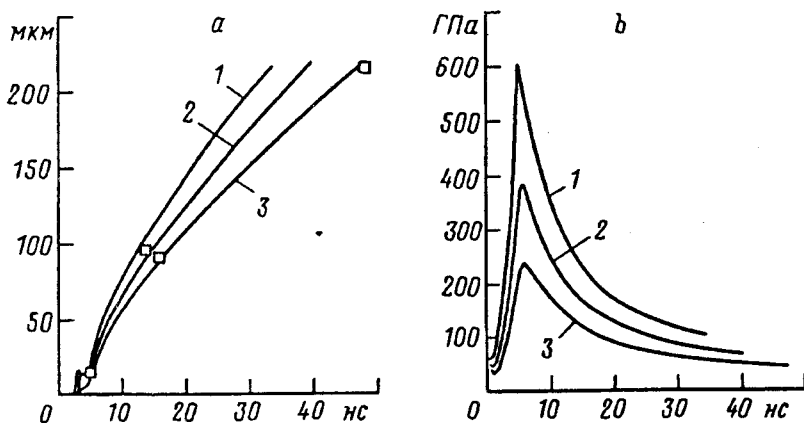


Рис.2. а - Зависимость положения фронта ударной волны от времени: точки - эксперимент, сплошная линия - расчет для температур равновесного излучения: 1 - 100эВ, 2 - 90эВ, 3 - 80эВ. б - Расчетные эволюции давления во фронте ударной волны при тех же температурах

На том же рисунке приведены результаты численного моделирования процесса. При расчетах уравнения движения, выражающие законы сохранения в эйлеровой форме, интегрировались численно по методу Годунова на подвижной лагранжевой сетке [13]. Для удовлетворения требуемой точности по пространству использовался алгоритм дробления ячеек в зоне энерговклада. При вычислениях давления и скорости звука как функций удельной внутренней энергии и плотности применялись широкодиапазонные уравнения состояния, описывающие результаты динамических экспериментов и воспроизводящие плавление, испарение и ионизацию вещества [12]. Перенос энергии внутрь мишени рассчитывался в приближении многогрупповой диффузии излучения [14]. Интервал частот падающего излучения ($0 - 10$ кТ/н) разбивался на десять групп. Система уравнений диффузии для каждой группы частот решалась по неявной схеме на каждом шаге по времени после расчета гидродинамики. В результате интегральные по спектру потоки энергии излучения определялись суммированием групповых потоков. В расчетах использовались

спектральные коэффициенты поглощения, полученные по методике, учитывающей тормозные процессы, фотоионизацию и переходы в линиях, рассчитанные по модифицированной модели Хартри-Фока-Слэтера [15].

Видно, что результаты численного моделирования соответствуют, в пределах ошибки измерений, результатам эксперимента, в предположении о яркостной температуре плазмы, равной 80 эВ. Следует подчеркнуть, что зарегистрированная ударная волна возбуждается именно излучением, а не плазменной кумулятивной струей или электронным пучком. Увеличение длительности импульса излучения по сравнению с экспериментами по генерации ударных волн посредством конверсии лазерного излучения в рентгеновское позволяет увеличить толщину мишени и, таким образом, существенно уменьшить влияние предпрогрева образца, искажающего гидродинамическую картину процесса.

Авторы выражают благодарность коллективу установки "АНГАРА-5-1". Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 94-02-03430-а).

-
1. Дж. Дюдерштадт. Инерционный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984. (James J. Duderstadt. Inertial confinement fusion. New York, 1982).
 2. С.И. Анисимов, А.М. Прохоров, В.Е. Фортов, УФН 142, 305 (1984).
 3. D.L. Matthews, E.M. Campbell, N.M. Ceglio et al., J. Appl. Phys. 54, 4260 (1983).
 4. P.J. Turchi and W.L. Baker, J. Appl. Phys. 44, 4936 (1973).
 5. T. Endo, H. Shiraga, K. Shihoyama et al., Phys. Rev. Lett. 60, 1022 (1988).
 6. Th. Lower and R. Sigel, Proc. of 7 Int. Workshop of the Physics on Nonideal Plasmas. Markgrafeneheide, 1993.
 7. E.M. Campbele et al., Laser and Part. Beams 9, 209 (1991).
 8. А.В. Браницкий и др., Тр. 8 Межд. конф. VEAMS-90 Новосибирск, 1990, стр. 437.
 9. В.А. Гасилов, С.В. Захаров, В.П. Смирнов, Письма в ЖЭТФ 53, 83 (1991).
 10. Л.В. Альтшулер, А.А. Баканова, А.В. Бушман и др., ЖЭТФ 73, 1866 (1977).
 11. В.Г. Агеев, А.В. Бушман, М.И. Кулаш и др., Письма в ЖЭТФ 48, 608 (1988).
 12. А.В. Бушман, И.В. Ломоносов, В.Е. Фортов. Уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии. Черноголовка: ИХФ РАН, 1992.
 13. А.В. Бушман, Г.И. Канель, А.Л. Ни, В.Е. Фортов. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1988.
 14. A.V. Bushman and V.E. Fortov, Sov. Tech. Rev. В. Term. Phys. 1, 219 (1987).
 15. В.Е. Фортов, И.Т. Якубов. Физика неидеальной плазмы. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1984.