

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МИШЕНЯХ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.В. Евтихийев, В.И. Котов, В.П. Новиков, Ю.А. Романов,
М.А. Самарин, Е.В. Серга, А.В. Харламов, Ю.С. Ходырев
Институт физики высоких энергий
Серпухов, 142284

Б.Ф. Баянов, Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров
Институт ядерной физики СО АН СССР
Новосибирск, 630090

Аннотация

Обсуждаются проблемы, возникающие при разработке мишенных станций на протонных ускорителях. Дается описание установки, созданной для исследования процессов в мишенях, облучаемых пучками протонов с энергией 70 ГэВ. Приводятся результаты расчетов и измерений тепловыделений в мишенях из разных материалов.

Для проведения экспериментальных исследований поведения мишеней при высоких плотностях энерговыделения на ускорителе ИФВЭ создан стенд испытания мишеней (СИМ), размещенный на нейтринном канале. Условия вывода и транспортировки пучка ускоренных протонов в этом канале открывают широкие возможности для наблюдения различных процессов, связанных с а и ионным нагревом мишеней, включая такие экстремальные, как тепловой взрыв и mass-depletion (утечка массы). В настоящее время интенсивность протонов в канале достигает $7 \cdot 10^{12}$ ppp, а в будущем планируется повысить ее до $5 \cdot 10^{13}$ ppp. С помощью квадрупольных линз в районе СИМ формируется пучок с минимальным диаметром 0.3 см. (Здесь и далее диаметр пучка принимается равным $4 \cdot \sigma_p$, где σ_p — стандартный разброс двумерного гауссовского распределения.) Для получения меньших размеров пучка (диаметром от 0.3 до 0.06 см) на СИМ используется дополнительная короткофокусная ($f \approx 1$ м) литиевая линза, которая позволяет примерно на порядок повысить плотность энерговыделения в мишени.

Зависимость максимальной плотности энерговыделения Q_{\max} для мишеней из различных материалов от величины σ_p протонного пучка при $E=70$ ГэВ приведена на рис. 1. Энерговыделение рассчитывалось по программе «MARS»¹. Величина Q_{\max} определяется развитием ядерно-электромагнитного каскада в веществе и достигается на некоторой глубине z_{\max} от входного торца мишени. Глубина z_{\max} зависит от σ_p пучка и материала мишени. Например, при $\sigma_p=0.05$ см для Hg- и Pb-мишеней $z_{\max} \approx 5$ см, а для Ti- и Al-мишеней $z_{\max} \approx \dots$

Как следует из значений Q_{\max} при интенсивности 10^{13} ppp (шкала справа на рис. 1), в случае адиабатического нагрева следует ожидать локального плавления Pb-, Cu- и Al-мишеней при значениях σ_p , равных 0.2, 0.03 и 0.02 см соответственно. Для нагрева Hg-, Pb- и Cu-мишеней до начальной стадии кипения в области максимальной плотности энерговыделения значения σ_p должны быть 0.3, 0.08 и 0.02 см соответственно.

Быстро выведенный протонный пучок имеет дли-

тельность 0.5—5 мкс (от 3 до 30 банчей), что удовлетворяет условию адиабатичности нагрева и сравнимо со временем распространения звука в мишени между ее геометрическими границами (поперечные размеры ~ 1 см и длина ~ 10 см). Оба эти обстоятельства способствуют возникновению сильных динамических процессов.

Особенно значительных гидродинамических явлений следует ожидать в случае Hg-мишени, в которой плотность энерговыделения велика (см. рис. 1), а скорость звука мала (≈ 1400 м/с). Четыре кривых на рис. 2, полученные из расчетов по формулам работы², иллюстрируют характер изменения давления от времени в волне сжатия, возбуждаемой в Hg-мишени пучком с интенсивностью 10^{13} ppp, разбросом $\sigma_p=0.2$ см и длительностью 5 мкс. Каждая из приведенных на рис. 2 зависимостей $p(\tau)$ отвечает определенной точке прос-

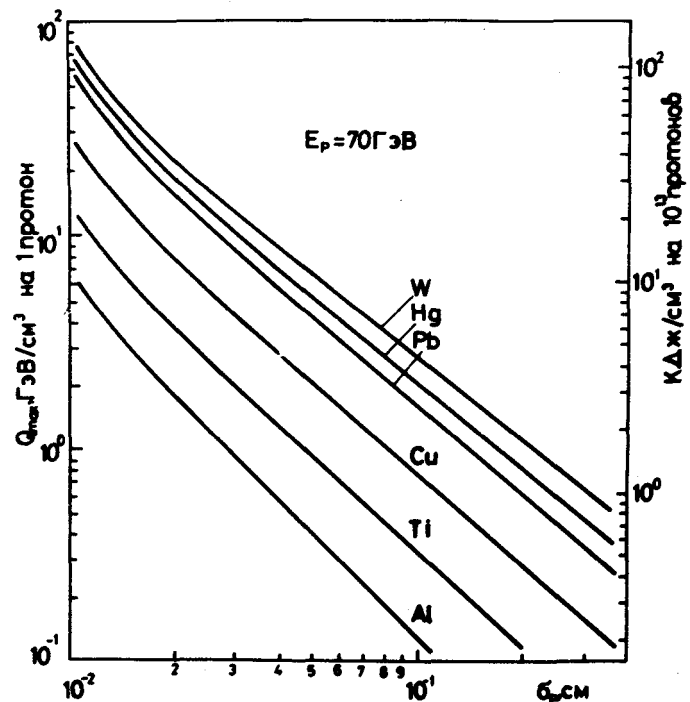


Рис. 1. Зависимость максимальной плотности энерговыделения от размеров протонного пучка с гауссовым распределением плотности частиц по сечению.

транства. Давление в волне сжатия зависит также от временной (банчевой) структуры налетающего пучка. Соответствующие скачки давления показаны в области максимума зависимости $p(\tau)$ в точке с координатами $r=0$ и $z=5$ см. Скачки давления достигают 15% от усредненного давления и имеют место во всех точках мишени. Величина скачков давления возрастает с

уменьшением размера пучка. Так, при $\sigma_p = 0.05$ см скачки давления составляют примерно 80% от усредненного давления.

Задачей первоочередных работ на СИМ была отработка методик контроля параметров падающего пучка, температурного состояния мишени, пространственного распределения энерговыделения и изучение возмож-

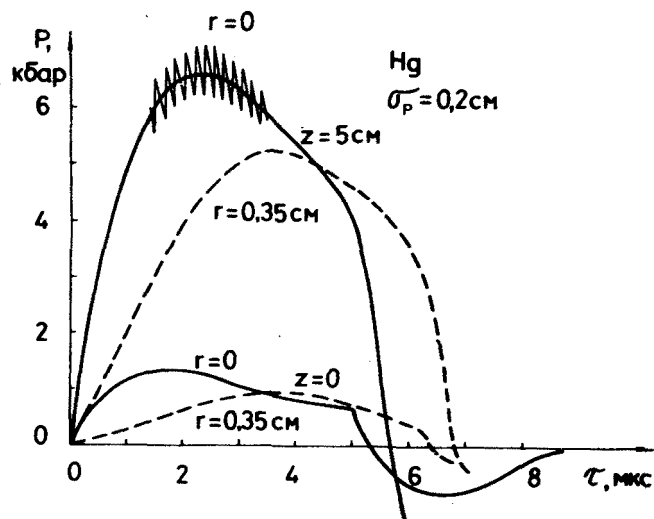


Рис. 2. Давление в волне сжатия для Hg-мишени.

ности работы с жидкометаллическими мишенями. На рис. 3 показаны размещаемые на пучке детекторы и оборудование СИМ, в состав которых входят:

- два вторично-эмиссионных двухкоординатных профилометра с пространственным разрешением 2.5 мм (ВЭП1) и 0.2 мм (ВЭП2);
- два трансформаторных датчика интенсивности пучка: один измеряет суммарную интенсивность в сбросе, другой — интенсивность в каждом банке;
- три телевизионных датчика с люминесцентными экранами;
- литиевая линза;
- мишень с термопарами.

Защитная пробка разделяет внутреннюю (мишенную) и внешнюю (монтажную) зоны. Все оборудование, находящееся в мишенной зоне, смонтировано на

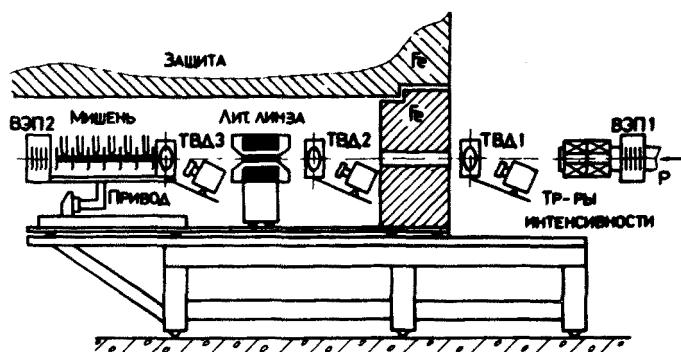


Рис. 3. Расположение детекторов и оборудование стенда исследования мишеней.

подвижной платформе, которая может выкатываться в монтажную зону. Исследуемая мишень вместе с детекторами пучка ТВД3 и ВЭП2 закреплена на плите, связанной с трехкоординатным дистанционно управляемым приводом. Последний позволяет перемещать плиту на ± 20 см вдоль оси пучка, ± 3.5 см по верти-

кали и ± 0.52 см по горизонтали (перпендикулярно оси пучка). Кроме того, мишень оснащена автономным быстрым приводом для ввода/вывода ее в пучок в промежутках между сбросами.

Аппаратная часть стенда включает в себя электронную аппаратуру в системе СУММА, ЭВМ «Электроника-100/25», микро-ЭВМ «Электроника-60», интерактивные средства и средства отображения информации. Все измерения выполняются в режиме on-line.

Литиевая линза, использованная на СИМ, имела диаметр 0.5 см и длину 10 см. Ток в линзе возбуждался с помощью тороидального трансформатора, в котором применена обмотка кабельного типа с малой паразитной индуктивностью³. Предельные значения напряженности магнитного поля на поверхности литиевого цилиндра в условиях долговременной работы достигали 100 кЭ (фокусное расстояние ≈ 0.6 м). В этом режиме и при формировании на входном торце литиевой линзы пучка диаметром 0.4—0.55 см достигались уменьшение размеров пучка в кроссовере в 2.5 раза по горизонтали и в 3.2 раза по вертикали. Различие в фокусирующем действии линзы для разных плоскостей обуславливалось астигматизмом предшествующей оптики. Вклад абберационных эффектов в уширение пучка не превышал 1%.

В первоочередных исследованиях с мишенями основной системой контроля за их состоянием была система температурных измерений. Измерение температуры осуществлялось с помощью термопар. Использовались радиационностойкие хромель-алюмелевые термопары с термо-ЭДС порядка 40 мкВ/°С и верхним пределом измерения температур 1300°С. По длине мишени на ее боковой поверхности крепилось от 3 до 6 термопар.

Процедура измерения температуры проводилась в соответствии с калориметрической методикой, что позволило определить энергосодержание мишени в различные моменты времени, и в частности энерговыделение от протонного пучка. При этом для каждой контролируемой точки измерялась зависимость температуры от времени, что достигалось непрерывным последовательным опросом термопар с частотой 10 Гц.

Температурные исследования проводились для мишеней, изготовленных из Hg, Pb, Cu и Ti. Мишени имели цилиндрическую форму с диаметром, существенно превышающим диаметр протонного пучка. Длины примерно в 2—3 раза превышали расстояние (глубину) до максимума плотности энерговыделения. При установке мишеней на пучке к минимуму сводился тепловой контакт с окружающими деталями. Мишени из Pb и Cu разрезались на продольные кусочки длиной по 3.8 см, разделенные воздушными подушками 0.2 см.

Охлаждение мишеней осуществлялось, в основном, за счет свободной конвекции. Мишени облучались в режиме одиночных сбросов протонного пучка и при начальной температуре, близкой к комнатной. В этих условиях к минимуму сводились погрешности, связанные с неопределенностью в знании коэффициентов теплоотдачи и радиального распределения температуры, а также обеспечивался более точный контроль параметров падающего протонного пучка.

Распределение энерговыделения определялось путем численного моделирования тепловых процессов в мишенях, в ходе которого подбирались параметры теплового источника, а также некоторые теплофизические

параметры вещества, обеспечивающие совпадение расчетного и измеренного изменения температуры во времени для всех контролируемых точек. Полученные таким образом зависимости энерговыделения от глубины проникновения пучка для Hg-, Pb-, Cu- и Ti-мишеней приведены на рис. 4. Точки и плавные кривые на рис. 4 соответствуют результатам температурных измерений, а гистограммы—расчету по программе «MARS». Из сопоставления измеренных и расчетных

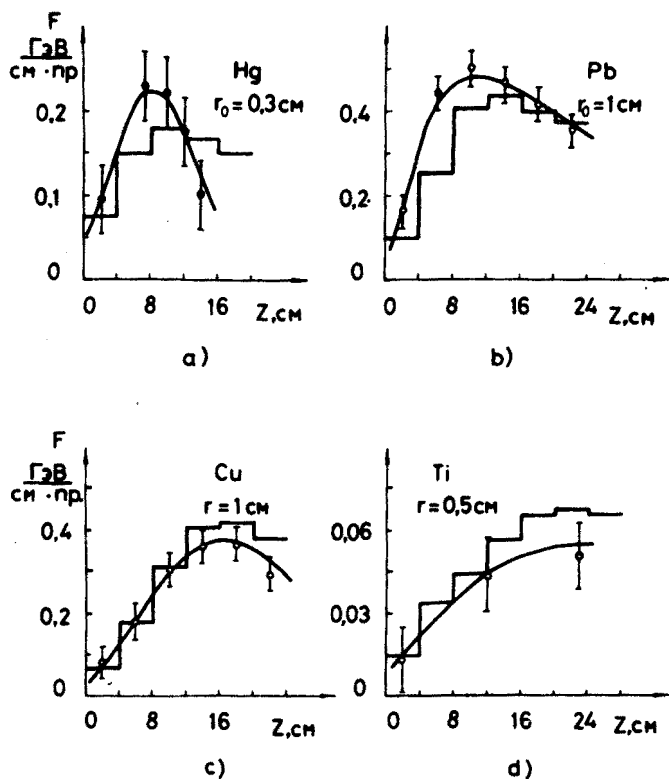


Рис. 4. Измеренные и расчетные продольные зависимости энерговыделения в мишенях.

результатов видно, что при общем сходстве характера зависимостей и достаточно хорошем количественном согласии имеется тенденция роста измеренного максимума энерговыделения по сравнению с расчетным и смещение его в сторону меньших z .

Численное моделирование нагрева позволяло оценивать и радиальное распределение плотности энерговыделения в мишени. Однако эти оценки имели большую погрешность. Поэтому с помощью свинцовых фольг толщиной 0.2 мм, установленных в поперечные разрезы мишени, непосредственно определялась плотность энерговыделения в приаксиальных областях. В этом случае регистрировались размеры проплавленных отверстий в фольгах при разных уровнях интенсивности протонного пучка и на различных расстояниях от входной плоскости. Результаты, полученные с помощью такой методики, приведены на рис. 5, где усредненный по азимутальной координате радиус отверстий r_0 представлен в зависимости от z . Параметром кривых на рис. 5. служит интенсивность протонного пучка (n_p).

Если предположить, что плотность энерговыделения, соответствующая краям отверстий, постоянна (равна сумме теплоты нагрева до точки плавления и теплоты плавления), то можно построить радиальную зависимость плотности энерговыделения для заданного сечения, которая обратно пропорциональна интенсив-

ности пучка (n_p). Из зависимостей такого рода определялась плотность энерговыделения непосредственно на оси пучка. В частности, измеренная таким образом плотность энерговыделения в приаксиальной области Pb-мишени отличалась от расчетных значений (по программе «MARS») на 30%.

В Hg- и Pb-мишенях благодаря особенностям их теплофизических свойств и высоким плотностям энерговыделения (до 1 кДж/см^3) имели место сильные гидродинамические эффекты, сопровождающиеся раз-

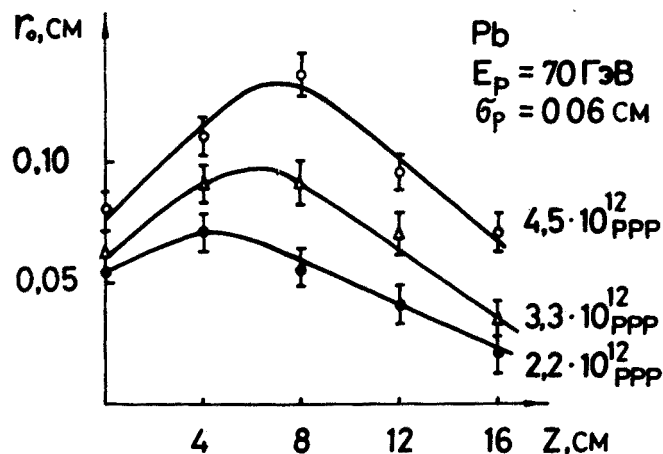


Рис. 5. Продольная зависимость радиуса проплава в свинцовых фольгах.

рушением мишеней. При облучении Hg-мишени ($R=0.3 \text{ см}$, $L=15 \text{ см}$) пучком с интенсивностью $n_p=6 \cdot 10^{12} \text{ ppp}$ и разбросом $\sigma_p=0.05 \text{ см}$ произошло раздутие и образование продольной трещины в трубке (контейнере), в которую была заключена ртуть. Препол прочности тюрала, из которого была изготовлена трубка, равняется 220 МПа. Такого же порядка получается давление в волне сжатия, оцененное по формулам работы². Для Pb-мишени выброс частично и полностью расплавленного вещества из приаксиальной области наблюдался при облучении пучком с $n_p \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ ppp}$ и $\sigma_p \approx 0.1 \text{ см}$.

Литература

1. Байшев И.С., Кучинин С.Л., Мохов Н.В. Препринт ИФВЭ 78-2.—Серпухов, 1978.
2. Всеволожская Т.А. Препринт ИЯФ 84-88.—Новосибирск, 1984.
3. Алферов В.Н., Баянов Б.Ф., Гусак А.А. и др. Препринт ИФВЭ 85-132.—Серпухов, 1985.