

04;07;12

Дейтериевый лайнер и многопараметрическое исследование процесса формирования инверсного Z-пинча

© Вит.М. Быстрицкий,¹ Вяч.М. Быстрицкий,² Я. Возняк,³ В.М. Гребенюк,² Е. Гула,⁴
Г.Н. Дудкин,⁵ Г.А. Месяц,⁶ Б.А. Нечаев,⁵ В.Н. Падалко,⁵ С.С. Паржицкий,²
Ф.М. Пеньков,² Н.А. Ратахин,⁷ С.А. Сорокин,⁷ В.А. Столупин²

¹Калифорнийский университет,
92697-4575, СА, Ирвайн, США

²Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Россия

³Факультет физики и ядерной техники,
30059 Краков, Польша

⁴Институт ядерной физики,
31342 Краков, Польша

⁵Научно-исследовательский институт ядерной физики при ТПУ,
634055 Томск, Россия

⁶Институт электрофизики,
620219 Екатеринбург, Россия

⁷Институт сильноточной электроники,
634055 Томск, Россия

e-mail: bystvm@nusun.jinr.ru

(Поступило в Редакцию 1 февраля 2002 г.)

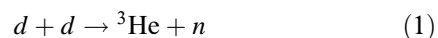
Представлено описание методики и результаты измерения энергетического распределения ионов дейтериевого лайнера, ускоренного в схеме инверсного Z-пинча — плазма лайнера электродинамически ускоряется от его оси. Знание энергетического распределения дейтронов крайне важно для правильной интерпретации результатов экспериментов по исследованию dd -реакции в области инфранизких энергий с использованием лайнерной плазмы. Эксперименты проводились на сильноточном импульсном ускорителе ($I = 950$ кА, $\tau = 80$ нс) ИСЭ СО РАН (Томск, Россия). Лайнер в начальном состоянии представляет собой сверхзвуковую, полую струю дейтерия диаметром 32 мм и длиной 20 мм. Измерение характеристик лайнера производилось с помощью детекторов его оптического излучения (детекторов H_{α} - и H_{β} -линий дейтерия) и магнитных зондов, установленных по радиусу разгона лайнера. Кроме того, в эксперименте с помощью сцинтилляционных спектрометров и ^3He счетчиков производилось измерение интенсивности нейтронного излучения, обусловленного протеканием ядерной реакции $d + d \rightarrow ^3\text{He} + n$. Результаты исследований свидетельствуют о возможности применения достаточно простого метода измерения параметров лайнера, ускоренного до энергий 3–6 кеВ. При этом использовался совместный анализ данных, полученных с помощью магнитных зондов, оптических датчиков и нейтронных детекторов.

Введение

Интерес к изучению сильных взаимодействий между легкими ядрами в области инфранизких энергий (\sim кеВ) обусловлен не только возможностью проверки фундаментальных симметрий, но и необходимостью разрешения ряда проблем, существующих в астрофизике [1]. До недавнего времени практически полностью отсутствовала информация об экспериментально определенных сечениях реакций между легкими ядрами в области инфранизких энергий столкновения eV–кеВ. Такая ситуация была обусловлена как малой величиной сечения (10^{-43} – 10^{-32} см²) исследуемых реакций в данной области энергий, так и крайне низкой интенсивностью пучков заряженных частиц.

Толчком к экспериментальному изучению ядерных реакций в указанной области энергий послужило предложение нового метода исследований данных реакций, изложенного в работах [1–4]. Предложенный метод

основан на использовании высокоинтенсивных радиально-конвергируемых ионных потоков, генерируемых в процессе имплозии лайнерной плазмы (формирование прямого Z-пинча). В качестве лайнера использовалась сверхзвуковая полая цилиндрическая струя дейтерия диаметром 32 мм, инжектируемая с помощью сопла Лавала в вакуум, а в качестве мишени в экспериментах использовалась полая струя дейтерия меньшего радиуса по сравнению с радиусом лайнера либо стержень из CD₂, расположенный вдоль оси лайнера. С применением данного метода был выполнен ряд экспериментов [5–9] по изучению ядерной реакции



в области энергий столкновения дейтронов 0.05–2.3 кеВ. Были найдены оценки эффективных сечений dd -реакции и значений астрофизического S-фактора в указанном диапазоне энергий. Полученные

результаты свидетельствовали о том, что, с одной стороны, предложенная методика заслуживает внимания и может быть эффективно применена для реализации программы изучения ядерных реакций в астрофизической области энергий, а с другой стороны, может рассматриваться как основа ядерно-физической диагностики плазменных процессов. Отметим, что с использованием данной методики для получения прецизионной информации о характеристиках ядерных реакций (о сечениях и астрофизических S -факторах) необходимо знание с достаточно высокой точностью как энергетического распределения ускоренных ионов лайнера, так и модели кулоновского торможения ионов лайнера в процессе взаимодействия его с мишенью [8–10]. Такое требование продиктовано резкой зависимостью сечения исследуемых ядерных реакций от энергии столкновения. Эта зависимость в области ультранизких энергий носит экспоненциальный характер.¹ Следует отметить и некоторые недостатки предложенного метода исследований ядерных реакций. Из-за возможного развития разного типа неустойчивостей лайнера в процессе его имплозии (например, магнитогидродинамических) возможно появление высокоэнергетических ионов лайнера (20–300 keV) на уровне 10^{-10} – 10^{-12} от полного числа ускоренных ионов, что в свою очередь может приводить к более интенсивному протеканию исследуемых ядерных реакций (фоновый процесс) и, как следствие, к заметному увеличению измеряемого выхода их продуктов. Так как в схеме прямого Z -пинча процессы электродинамического ускорения ионов лайнера и взаимодействия его с мишенью трудно различимы во времени, то при анализе данных становится проблематичной дискриминация фоновых событий и событий эффекта. К недостаткам описанной методики следует отнести и существующее ограничение (< 3 keV) по максимально достижимой энергии ускоренных ионов, обусловленное возрастанием вклада фоновых процессов в измеряемый выход изучаемых ядерных реакций. Для уменьшения вклада фоновых процессов и повышения максимально достижимой энергии ускоренных ионов лайнера до ~ 15 keV в работе [11] нами была предложена методика, основанная на формировании инверсного Z -пинча. Получение „высокоэнергетических“ ускоренных ионов (6–15 keV) обусловлено необходимостью сравнения характеристик ядерных реакций, измеренных с помощью классических и плазменных ускорителей.²

¹ При извлечении информации об основных параметрах изучаемых реакций используется параметризация зависимости сечения реакции от энергии, которая может быть представлена в виде произведения барьерного множителя, обусловленного кулоновским отталкиванием ядер, и астрофизического S -фактора.

² Наименьшая энергия, при которой измерялось сечение dd -реакции с образованием нейтронов при использовании классических ускорителей, составляет 6 keV в системе центра масс сталкивающихся дейтронов [12,13].

В схеме инверсного Z -пинча лайнерная плазма ускоряется радиально от оси лайнера, что позволяет а) дискриминировать по времени процессы электродинамического ускорения лайнера и взаимодействия его с мишенью; б) уменьшить плотность потока плазмы, падающей на мишень; в) существенно упростить проблему измерения средней скорости и распределения ионов лайнера по скоростям при его подлете к мишени. Результаты исследования процесса формирования инверсного Z -пинча [11] свидетельствуют о реальной возможности достаточно надежной дискриминации по времени „полезных“ и фоновых событий, а следовательно, о применимости данной методики для изучения ядерных реакций в области инфранизких энергий. Тем не менее и в данном случае при использовании методики инверсного Z -пинча получение информации об энергетическом распределении ионов лайнера остается все той же, как было отмечено выше, актуальной и сложной задачей, решение которой в свою очередь требует рассмотрения разнообразных методик, обладающих достаточной простотой и высокой надежностью. Попытка решения данной задачи и явилась целью настоящей работы.

Постановка эксперимента

Эксперименты проводились в ИСЭ СО РАН с использованием импульсного сильноточного ускорителя СГМ: $I = 950$ kA — ток лайнера, $\tau = 80$ ns — длительность высоковольтного импульса [14]. На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, состоящей из сильноточного генератора, нагрузочного модуля (принципиальный чертеж нагрузочного модуля приведен на рис. 2), детектирующей и диагностирующей аппаратуры.

1) Метод формирования инверсного Z -пинча. Исходный дейтериевый лайнер формируется с помощью сверхзвукового сопла Лавала 6 (рис. 1) и быстродействующего электромагнитного клапана. Сопло располагается на заземленном электроде I диода сильноточного генератора. Средний радиус лайнера составляет 15 mm. На пути радиального разлета плазменной оболочки установлена токоперехватывающая структура 8 (ТС), выполненная в виде беличьего колеса радиусом 45 mm из стержней диаметром 1 mm. Радиус установки ТС определяет базу разгона лайнера. Измерение тока, проходящего через лайнер, осуществляется с помощью пояса Роговского (рис. 2). Определение массы лайнера производится путем применения нульмерной модели движения лайнера с использованием информации как о зависимости тока, протекающего через лайнер, так и о временах появления сигналов с магнитных датчиков (dB/dt), отражающих моменты прохождения токовой оболочки лайнера через данные датчики.

Контроль за процессом ускорения лайнера осуществляется с помощью двух dB/dt -зондов, установленных на радиусах 23 и 34 mm.

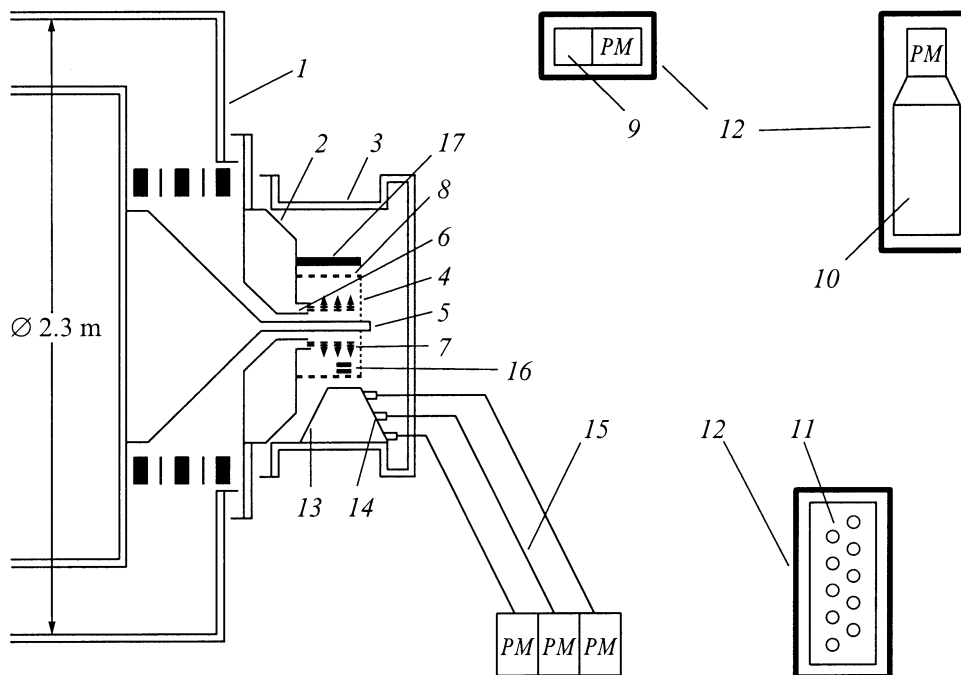


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — сильноточный генератор, 2 — нагрузочный модуль ускорителя, 3 — измерительная камера, 4 — сетчатый катод, 5 — обратный токопровод, 6 — сверхзвуковое сопло Лавала, 7 — лайнер, 8 — токоперехватывающий стержень, 9 — сцинтилляционный детектор ($D1$), 10 — сцинтилляционный детектор ($D2$), 11 — детектор тепловых нейтронов ($D3$), 12 — защита из Pb, 13 — световой конус, 14 — коллиматоры, 15 — световоды, 16 — магнитные зонды dB/dt , 17 — мишень из CD_2 . Электромагнитный клапан не показан.

2) Метод измерения энергетического распределения дейтронов лайнера. Предлагаемый метод основан на регистрации оптического излучения, радиально движущегося от оси дейтериевого лайнера. Излучение лайнера происходит за счет следующих процессов: перезарядки ионов дейтерия на молекулах (атомах) остаточного газа в измерительной камере ускорителя с последующим излучением H_{α} - и H_{β} -линий дейтерия (линий Бальмера) с длиной волны 656.5 и 486 nm соответственно; рекомбинационных процессов; тормозного излучения. В эксперименте для выделения линий Бальмера используются стеклянные оптические фильтры в сине-зеленой и красной областях спектра. Три детектора оптического излучения $LD1$, $LD2$ и $LD3$ были установлены по радиусу за ТС в направлении разбега лайнера от его оси (рис. 1). Расстояние от ТС до детектора $LD1$, а также расстояние между детекторами $LD1-LD2$ и $LD2-LD3$ составляло 50 mm. Детекторы оптического излучения представляют собой сборку, состоящую из коллиматора, кварцевого световода и фотоэлектронного умножителя. Диаметр и длина коллиматора составляли 4 и 14 mm соответственно. Диаметр кварцевого световода 200 μ m, а длина 7 m. Для защиты оптических детекторов от достаточно интенсивного фонового светового излучения, обусловленного пробоем газовой струи, инжектируемой в диод, коллиматоры располагались в овальном усеченном ко-

нусе, изготовленном из светозащитного непроводящего материала. Размеры конуса: диаметр входного отверстия 20 mm, высота 220 mm, основание конуса — большая ось 110 mm, а малая — 40 mm. Идеология измерения энергетического распределения ионов лайнера основана на связи как времен появления сигналов с оптических датчиков, установленных на определенных расстояниях от ТС, так и длительностей данных сигналов, определяемых длительностью светового импульса, являющейся функцией от расстояния относительно токоперехватывающих стержней. При таком подходе распределение ионов лайнера по энергии может быть в упрощенном виде представлено как

$$\Delta t[\text{ns}] \approx 16.09L(1/E)^{1/2}(\Delta E/E), \quad (2)$$

где Δt — ширина на полувысоте светового импульса с датчика, установленного на расстоянии L [cm] от ТС (предполагается, что по достижении лайнером ТС происходит перехват тока лайнера токоперехватывающей структурой и дальнейший разбег лайнера происходит без ускорения и представляет собой свободное движение бестоковой оболочки); $E, \Delta E$ — наиболее вероятная энергия ионов лайнера в [keV] и полная ширина их энергетического распределения на расстоянии L от ТС.

Таким образом, уширение сигналов со световых датчиков по мере удаления лайнера от ТС характеризует собой соответствующий энергетический разброс ионов

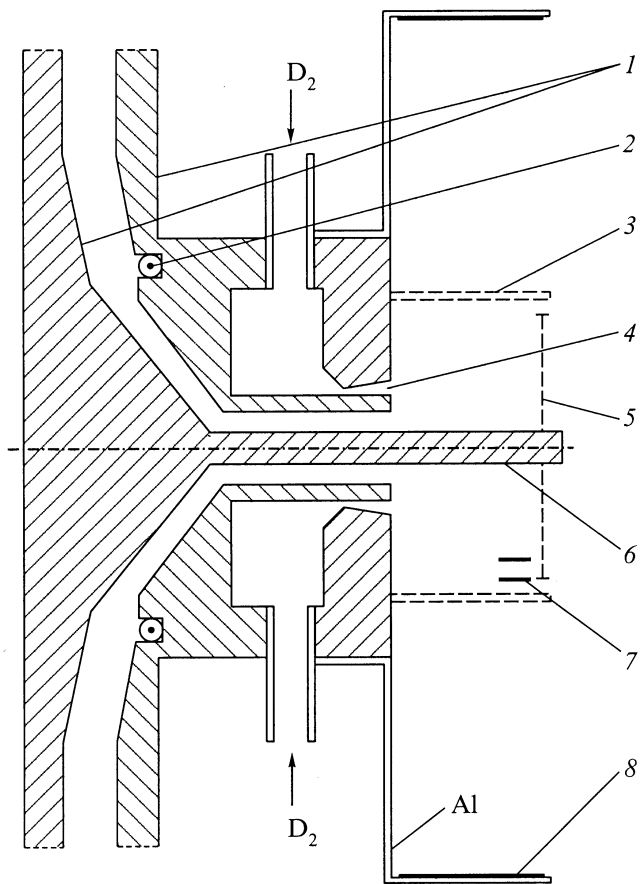


Рис. 2. Схема узла нагрузки для формирования инверсного Z-пинча и расположение детекторов светового излучения: 1 — электроды, 2 — пояс Роговского, 3 — токоперехватывающие стержни, 4 — сопло Лавалья, 5 — сетчатый катод, 6 — обратный токопровод, 7 — магнитные зонды, 8 — мишень.

лайнера. Следует отметить некоторые постулаты приведенной выше идеологии. Во-первых, предполагается, что протяженность в пространстве источника светового излучения H_{α} - и H_{β} -линий однозначно соответствует распределению ионов лайнера. Такой постулат базируется на предположении, что все ионы лайнера независимо от их начального положения по радиусу (в момент прикладывания высоковольтного импульса к газовому лайнеру его толщина по радиусу составляет $\sim 1-2$ мм) начинают одновременно ускоряться. Во-вторых, предполагается, что, измеряя интенсивность H_{α} - и H_{β} -линий, мы получаем информацию о распределении плотности ионов по радиусу лайнера. Такое предположение справедливо при условии термодинамического равновесия между ионами лайнера и возбужденными нейтралами, излучающими H_{α} - и H_{β} -линии. Измерение параметров лайнера были выполнены с использованием осциллографов TEKTRONIX. Сигналом „TRIGGER“ являлся импульс тока высоковольтного генератора.

3) Болометрические исследования динамики разгона лайнера. Целью болометрических исследований является измерение плотности потока энергии ΔW в радиально разлетающемся сгустке плазмы. В настоящем эксперименте измерение данной величины производилось фольговым болометром. Методика болометрических измерений сводится к определению энергии иона лайнера, падающих на фольгу, по нагреву и соответствующему изменению ее электрического сопротивления.

Схема болометрических измерений включает в себя генератор опорного тока, фольговый болометр и регистрационный канал на базе осциллографа TEKTRONIX. Генератор опорного тока состоит из искусственной формирующей линии с волновым сопротивлением $\sim 2 \Omega$, которая с помощью быстрого тиристора коммутируется на согласованную активную нагрузку $\sim 2 \Omega$.

Фольговый болометр, имеющий собственное сопротивление $\sim 0.05-0.1 \Omega$, включается в измерительную электрическую цепь последовательно с нагрузочным резистором. В качестве фольгового болометра использовалась полоска из медной фольги длиной $l = 45$ мм, шириной 2 мм и толщиной $\delta = 17.5 \mu\text{m}$. Данная полоска устанавливалась параллельно оси лайнера на радиусе $r = 360$ мм. Амплитуда и длительность импульса опорного тока, имеющего квазипрямоугольную форму, составляет ~ 60 А и $\sim 10 \mu\text{s}$, что в свою очередь гарантировало пренебрежимо малый джоулевый нагрев фольги.

Поток энергии лайнерной плазмы, приходящейся на 1 cm^2 поверхности медной фольги, связан с относительным изменением напряжения на ней $\Delta U/U$ следующим образом:

$$\Delta W [\text{J/cm}^2] = C_p \cdot \rho / \alpha \cdot \Delta U/U = 1.56 \Delta U/U,$$

$$\Delta U/U = \alpha \Delta T, \quad (3)$$

где C_p, α — удельная теплоемкость и температурный коэффициент сопротивления медной фольги ($C_p = 0.39 \text{ J/gK}$; $\alpha = 3.9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$); ρ — плотность меди ($\rho = 8.93 \text{ g/cm}^3$); ΔT — изменение температуры медной фольги при поглощении потока энергии лайнера, падающего на нее.

Формула (3) получена в приближении линейной зависимости между величинами ΔU и ΔW , которая реализуется при условии постоянства величин C_p и α в диапазоне изменения температуры фольги ΔT . Согласно численным значениям величин C_p и α , формула (3) справедлива в диапазоне изменения температур $\Delta T \leq 300 \text{ K}$, который и реализуется в условиях настоящих измерений. При $\Delta T \leq 300 \text{ K}$ представленная конструкция болометра позволяет измерять потоки энергии ускоренной плазмы до величины $\Delta W = 1.8 \text{ J/cm}^2$. Точность измерения болометром определяется в основном точностью электрических измерений и неопределенностью коэффициента поглощения фольгой энергии частиц лайнера. Возможность измерения энергии потока легких ионов

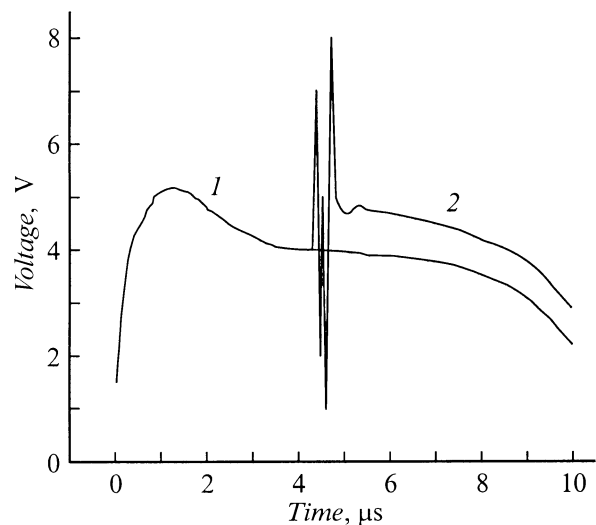


Рис. 3. Осциллограммы сигналов с болометра. 1 — опорный сигнал на выходе болометра, 2 — сигнал с болометра при срабатывании сильноточного генератора.

(H^+ , He^+ , Li^+) обоснована сравнительно небольшими значениями коэффициента отражения ($< 20\%$) падающих на поверхность частиц с энергией от нескольких сот eV до десятков keV . „Катодное“ распыление материала болометра не влияет существенно на точность измерений, так как коэффициент распыления, как правило, не превышает единицы, а средняя энергия распыления частиц — нескольких eV .

Необходимо также отметить, что условие малого нагрева фольги болометра опорным током накладывает ограничение на величины падения напряжения на фольге U (единицы вольт) и изменения напряжения ΔU ($\sim 1V$). Существуют некоторые затруднения при измерении такого уровня сигналов в условиях больших электромагнитных наводок, возникающих при срабатывании сильноточного генератора. Для подавления такого типа наводок регистрирующий осциллограф и генератор опорного тока помещались в специальный экранирующий бокс. Электропитание на них подавалось через сетевой фильтр. Сигнальные кабели помещались в дополнительную экранирующую оплетку. Синхронизация срабатывания (запуска) сильноточного генератора и генератора опорного тока производилась с помощью 6-канального генератора задержанных импульсов ГИ-1.

На рис. 3 в качестве примера приведен сигнал с болометра, полученный в одном из выстрелов (кривая 1). На этом же рисунке отражен и опорный сигнал, зарегистрированный без срабатывания сильноточного генератора (кривая 2). Момент появления всплесков на опорном сигнале совпадает со срабатыванием сильноточного генератора, а природа их связана как с переходным процессом в цепи генератора опорного тока при быстром изменении сопротивления, так и с

частичным шунтированием активного элемента потоком плазмы. Измерение величины $\Delta U/U$ производилось с задержкой $\Delta t > 1\mu s$ относительно момента срабатывания сильноточного генератора, т.е. по завершении переходных процессов в электрических цепях. Как видно из рис. 3, приращение напряжения $\Delta U/U$ практически постоянно до конца развертки осциллографа, что позволяет с хорошей точностью определить нагрев фольги и, следовательно, плотность потока энергии в месте расположения элемента (фольги).

В данном выстреле величина $\Delta U/U = 0.26$, что соответствует плотности потока энергии лайнерной плазмы $\Delta W = 1.56\Delta U/U = 0.4J/cm^2$ и потоку энергии, поглощенной мишенью $E = \Delta W \cdot S = 400J$ ($S = 2\pi r l = 1017cm^2$ — площадь мишени, расположенной вокруг лайнера). Нульмерные расчеты динамики разгона лайнера с использованием показаний магнитных зондов, установленных на пути разгона лайнера, свидетельствуют о том, что энерговклад в кинетическую энергию лайнера составляет $\sim 1kJ$ (масса лайнера $\sim 8\mu g$, длина 20 мм, конечная скорость разгона лайнера $\sim 5 \cdot 10^7 cm/s$). Следовательно, мишень длиной 45 мм, расположенная вокруг лайнера на радиусе 360 мм, поглощает $\sim 40\%$ кинетической энергии лайнера. В следующем выстреле болометр, оставаясь на том же радиусе, был смещен вдоль оси лайнера на 5 см. Измеренный поток энергии в этом случае составил $\sim 200J$. Из полученных результатов следует, что разлетающийся поток плазмы имеет довольно строгую радиальную направленность и его ширина вдоль оси лайнера на радиусе 36 см может быть оценена в 10–15 см, а измеренная кинетическая энергия потока плазмы находится в согласии с результатами нульмерного расчета.

4) Диагностика лайнера с использованием детекторов нейтронов. Для измерения энергии нейтронов из dd -реакции, образующихся как в процессе взаимодействия лайнера с мишенью, так и возникающих за счет нестабильностей в процессе его ускорения, использовалась методика регистрации нейтронов по времени пролета.

Детектирование нейтронов (рис. 1) из реакции (1) осуществлялось двумя скintилляционными детекторами $D1$ и $D2$ на основе пластических скintилляторов ($d = 5.3 cm$, $l = 5.0 cm$, $d = 10 cm$, $l = 20 cm$ соответственно) и детектором тепловых нейтронов $D3$ (сборка из 10 пропорциональных BF_3 счетчиков, помещенных в полиэтиленовый замедлитель). Детекторы $D1$ – $D3$ были установлены от оси лайнера на расстояниях 246, 410 и 277 см соответственно. Для подавления загрузки детекторов $D1$ – $D3$ мощным рентгеновским и тормозным излучением они окружались защитой из Pb толщиной 5 см. Эффективности регистрации нейтронов детекторами $D1$ – $D3$ составляли $2 \cdot 10^{-6}$, $4 \cdot 10^{-6}$ и $4.3 \cdot 10^{-6}$ соответственно.

Анализ и обсуждение результатов

1) Детекторы оптического излучения. На рис. 4 в качестве примера приведены осциллограммы импульсов с детекторов оптического излучения в „выстреле“ 3 (в дальнейшем „выстрелом“ называется акт срабатывания ускорителя), а также результаты их аппроксимации „импульсной“ функцией. Временной сдвиг между вершинами импульсов с оптических датчиков соответствует средней скорости лайнера. Используя эту информацию как базовую, нетрудно преобразовать зависимости напряжения на выходе оптических датчиков

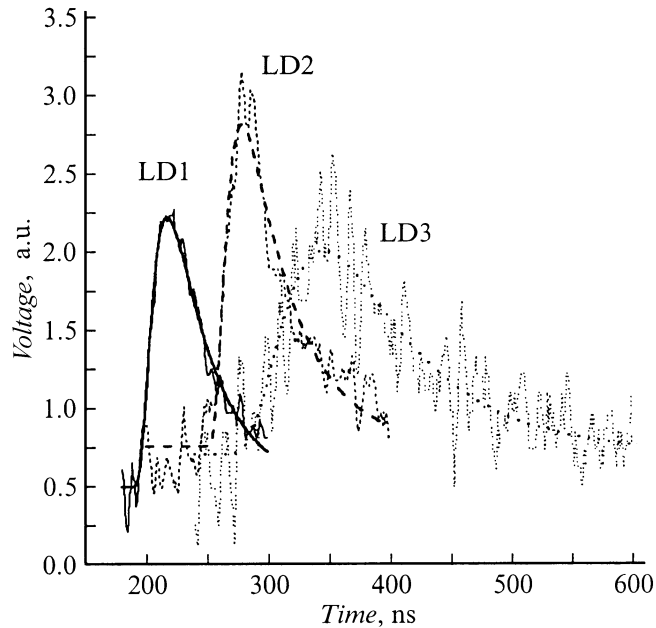


Рис. 4. Осциллограммы сигналов со световых датчиков LD1, LD2 и LD3, полученные в выстреле 3.

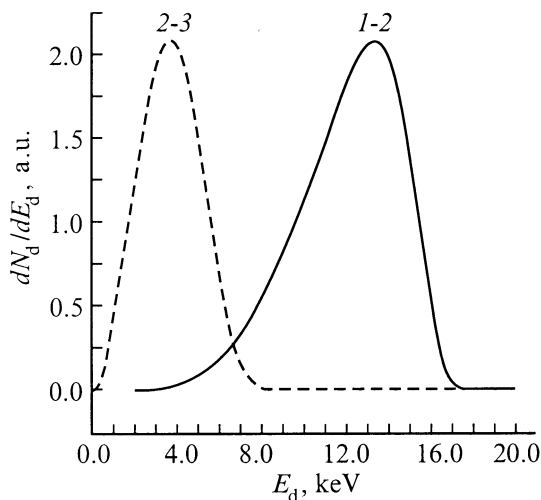
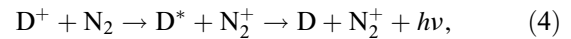


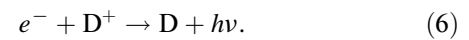
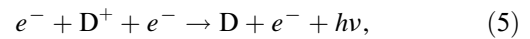
Рис. 5. Энергетические распределения дейтронов лайнера в выстреле 3, соответствующие промежуткам 1-2 и 2-3.

от времени в соответствующие распределения ионов лайнера по энергии (рис. 5). Согласно динамике движения бестокового лайнера, в принципе сдвиги сигналов между детекторами LD1 и LD2, а также между детекторами LD2 и LD3 должны быть равны. В связи с этим для проверки столь очевидного заключения обработка осциллограмм с оптических датчиков производилась отдельно для интервалов 1–2 и 2–3.

Картина формирования светового излучения может выглядеть следующим образом. Имея некоторое начальное энергетическое распределение ионов после прохождения токоперехватывающих стержней, лайнер, расширяясь радиально в среде остаточного газа ($n \sim 10^{13} \text{ atom/cm}^3$), испытывает процесс перезарядки ионов лайнера на атомах остаточного газа, в основном азота,



а также процессы тормозного излучения и ударно-радиационной рекомбинации [15]



Эти процессы определяют как картину формирования светового излучения лайнера, так и дискрипанс между значениями параметров лайнера, извлеченных из анализа данных для интервалов 1–2 и 2–3 (табл. 1). Данный дискрипанс может быть объяснен тем, что на расстояниях не более 5–10 см от ТС интенсивность светового излучения (процесс (4)) определяется в основном „быстрой“ компонентой лайнера (ее доля составляет единицы процентов от полного числа ионов лайнера). Такой вывод следует из вида зависимости сечения процесса (4) от энергии ионов и из того факта, что атомарная концентрация азота в области пространства, через которую прошла быстрая компонента лайнера, существенно меньше первоначальной. Быстрые возбужденные атомы дейтерия (см. процесс (3)) излучают свет с постоянной времени $\sim 10 \text{ ns}$ и далее движутся в среде как нейтральные атомы, возбуждение которых возможно за счет протекания процессов: $e^- + D \rightarrow D^- + h\nu$; $e^- + D \rightarrow D^* + e^-$ [15]. Следует отметить, что сечение данных процессов ($\sigma \leq 10^{-17} \text{ cm}^2/\text{atom}$) существенно меньше вероятности процесса (4).

На расстояниях от ТС больше 10 см основная доля оптического излучения будет определяться процессами (5) и (6) для „медленной“ компоненты лайнера. Для проверки гипотетической модели возникновения светового излучения все три детектора оптического излучения в выстрелах 6, 7 были отодвинуты на 5 см от ТС по сравнению с первоначальным их положением. На рис. 6 представлена осциллограмма сигналов с 3 оптических детекторов в выстреле 7 и их аппроксимация „импульсной функцией“. На рис. 7 приведено энергетическое распределение дейтронов в выстреле 7,

Таблица 1. Результаты обработки осциллограммы импульсов с детекторов оптического излучения

№ выстрела	1	2	3	4	5	6	7
$T_2 - T_1, ns$	56	43	45	59	45	71	70
$T_3 - T_2, ns$	76	96	84	76	70	70	72
$\Delta T_2 - \Delta T_1, ns$	–	11	10	51	16	40	50
$\Delta T_3 - \Delta T_2, ns$	45	77	60	37	28	35	55
$V_{21}, 10^7 cm/s$	8.9 ± 0.4	11.6 ± 0.9	11.1 ± 0.6	8.4 ± 0.3	11.1 ± 0.6	7.0 ± 0.2	7.1 ± 0.3
E_{21}, keV	8.2 ± 0.7	13.9 ± 1.5	12.8 ± 1.4	7.4 ± 0.6	12.8 ± 1.4	5.1 ± 0.3	5.2 ± 0.4
$\Delta E_{21}, keV$	–	7.1 ± 2.5	5.7 ± 2.0	12.9 ± 0.8	9.1 ± 2.0	5.8 ± 0.5	8.2 ± 0.5
$V_{32}, 10^7 cm/s$	6.5 ± 0.2	5.2 ± 0.1	5.9 ± 0.2	6.5 ± 0.2	7.1 ± 0.3	7.1 ± 0.3	6.9 ± 0.2
E_{32}, keV	4.5 ± 0.3	2.8 ± 0.1	3.6 ± 0.2	4.5 ± 0.3	5.3 ± 0.4	5.3 ± 0.4	4.9 ± 0.3
$\Delta E_{32}, keV$	3.9 ± 0.4	2.8 ± 0.2	3.9 ± 0.3	3.2 ± 0.4	3.1 ± 0.5	3.9 ± 0.5	4.8 ± 0.4

Примечание. T_1, T_2, T_3 — времена, соответствующие амплитудам импульса напряжения на выходе детекторов LD1, LD2 и LD3; $\Delta T_1, \Delta T_2, \Delta T_3$ — полная ширина на полувысоте импульсов с детекторов; V_{21}, V_{32} — скорость дейтронов, определяемая из временного сдвига импульсов двух соседних детекторов; E_{21}, E_{32} — энергия дейтронов, соответствующая скоростям V_{21}, V_{32} ; $\Delta E_{21}, \Delta E_{32}$ — полная ширина на полувысоте энергетического распределения дейтронов, определяемая из уширения импульсов между двумя детекторами; точность оценок T_1, T_2, T_3 — 2.0 ns, $\Delta T_1, \Delta T_2, \Delta T_3$ — 3.0 ns. Прочерк в колонках означает отсутствие соответствующей информации.

полученное в результате совместного анализа осциллограмм, представленных на рис. 6. Как видно из рис. 7, наиболее вероятные значения энергии дейтрона и энергический разброс дейтронов лайнера, найденные из анализа данных для промежутков 1–2 и 2–3, находятся в хорошем согласии. Такое совпадение результатов для двух смещенных последовательных промежутков свидетельствует о правомерности изложенной выше гипотезы формирования источников оптического излучения при разгоне деитериевого лайнера. Из данных табл. 1 видно, что от выстрела к выстрелу наблюдается достаточно большой разброс дейтронов лайнера по энергии (50–100%). Причиной этого может являться следую-

щее: неоптимальное соотношение между массой газовой струи в зазоре анод-катод и величиной тока нагрузки (лайнера); недостаточно точное согласование времен срабатывания высоковольтного разрядника, генератора импульсных напряжений и электромагнитного клапана. Эти вопросы требуют дальнейших исследований и методических усовершенствований.

2) Нейтронные детекторы. На рис. 8 приведена осциллограмма со сцинтилляционного нейтронного детектора D2, полученная в выстреле 5. Мишень располагалась вокруг лайнера и представляла собой медную цилиндрическую оболочку радиусом 185 mm и длиной, образующей 40 mm, внутренняя поверхность

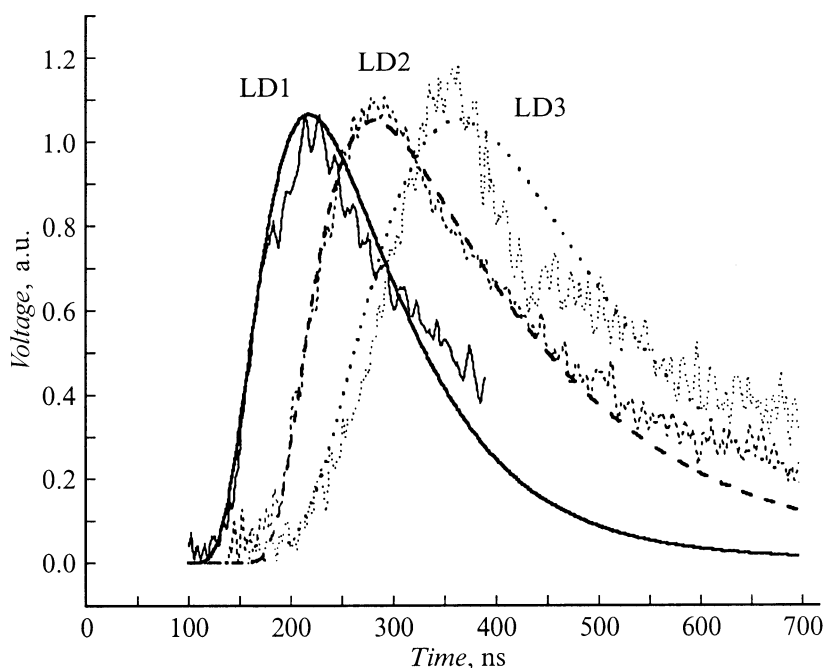


Рис. 6. Осциллограммы сигналов со световых датчиков LD1–LD3, полученных в выстреле 7.

Таблица 2. Характеристики потока дейтронов и фонового нейтронного излучения

№ выстрела	1	2	3	4	5	6	7
t_n , ns	174 ± 3	175 ± 3	172 ± 3	181 ± 3	179 ± 3	170 ± 3	178 ± 3
E_n , MeV	2.90 ± 0.10	2.87 ± 0.10	2.97 ± 0.11	2.68 ± 0.09	2.74 ± 0.09	3.04 ± 0.11	2.77 ± 0.09
E_d , keV	+118 310 -101	+113 274 -95	+132 386 -112	+76 103 -58	+89 152 -71	+141 470 -122	+95 179 -77

Примечание. t_n — время пролета нейтроном расстояния от оси лайнера до детектора D2; E_n, E_d — максимальная энергия нейтронов и дейтронов.

которой была покрыта CD_2 . Первый импульс обусловлен регистрацией тормозного излучения, природа которого может быть связана либо с начальным пробоем промежутка анод-катод нагрузочного модуля ускорителя (ускорение электронов дейтериевой плазмы до энергий, соответствующих амплитуде высоковольтного импульса, с последующим их взаимодействием с веществом анода и стенок измерительной камеры), либо с процессом установления магнитной изоляции в вакуумной линии передачи к узлу нагрузки. Наличие же второго импульса на осциллографе обусловлено регистрацией фонового нейтронного излучения, возникающего за счет протекания реакции (1) в процессе электродинамического разгона лайнера (появление высокоэнергетической компоненты дейтронов за счет возможного развития магнитогиродинамической неустойчивости лайнера) [11]. Временной интервал между моментами появления первого и второго импульса характеризует собой время пролета нейтроном из реакции (1) расстояния l от оси лайнера до сцинтилляционного детектора D2

$$\Delta t [\text{ns}] = t_n - t_\gamma, \quad (7)$$

где t_n, t_γ — времена пролета нейтроном и γ -квантом тормозного излучения базы между осью лайнера и детектором D2.

Зная величину L и используя уравнение (7), в предположении одновременной генерации γ -квантов и нейтронов нетрудно определить максимальную энергию нейтронов, регистрируемых детектором D2, установленным под углом 56° к направлению анод-катод нагрузочного модуля. Соответствующая же энергия дейтронов, ускоренных в результате развития магнитогиродинамических неустойчивостей, определялась согласно кинематике реакции (1).

В табл. 2 представлены результаты анализа экспериментальных данных, полученных по описанной нами методике. Следует отметить, что максимальные значения величин E_d и E_n находятся в согласии с результатами работы [16]. Что касается измерения фоновых нейтронных потоков в выстрелах 1–3 и 6, 7 (без наличия мишени из CD_2), то величины их, как было показано в работе [11], пропорциональны отношению I_L^2/m_L (I_L, m_L — ток и масса лайнера). В настоящее время проводится анализ данных, полученных в выстрелах 4, 5 по определению выхода „мишеных“ нейтронов, образовавшихся в ре-

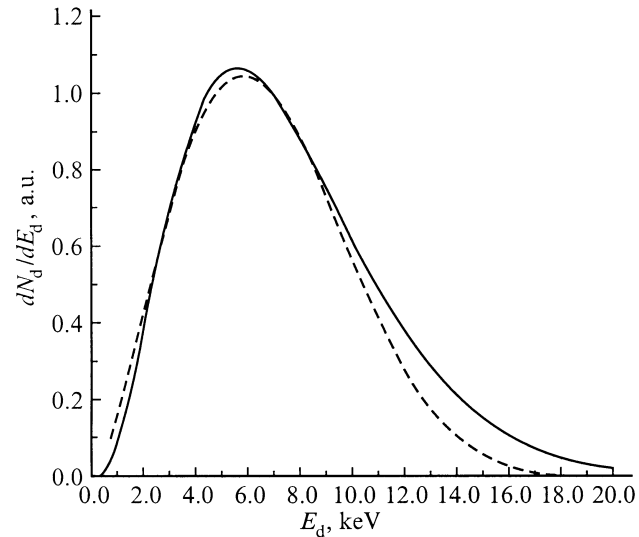


Рис. 7. Энергетические распределения дейтронов лайнера в выстреле 7 при смещенном положении детекторов светового излучения относительно токоперехватывающих стержней. Смещение относительно первоначального положения составляет 5 см. Сплошная линия — промежуток 1–2; штриховая — промежуток 2–3.

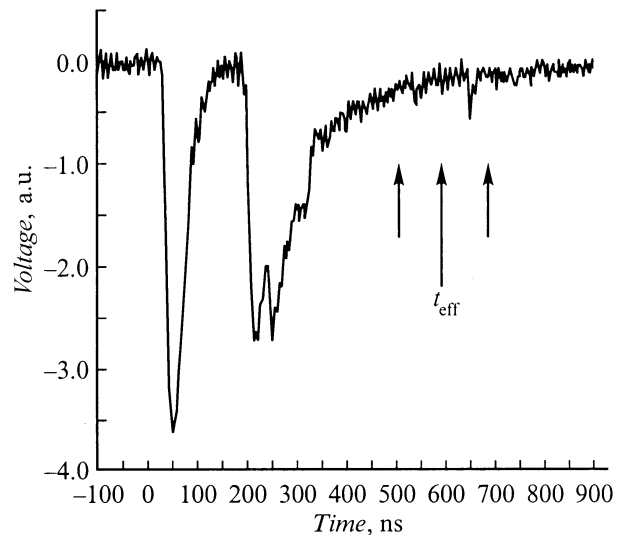


Рис. 8. Осциллограмма сигнала с нейтронного детектора D2, полученная в выстреле 5.

зультате взаимодействия дейтронов лайнера с дейтериевой мишенью (временной диапазон, соответствующий регистрации „мишенных“ нейтронов, указан стрелками на осциллограмме, приведенной на рис. 8).

Заключение

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Разработан простой метод оптической диагностики динамики движения лайнера в схеме формирования инверсного Z-пинча.

2. Исследованы характеристики трехканальной системы детектирования оптического излучения, позволяющей с помощью методики по времени пролета измерять энергетическое распределение ионов лайнера.

3. С помощью сцинтилляционных детекторов определены максимальные энергии ускоренных дейтронов, возникающих в процессе развития магнитогидродинамических неустойчивостей и определяющих интенсивность фонового нейтронного излучения

4. Совместный анализ данных, полученных с помощью оптических датчиков, магнитных зондов и нейтронных детекторов, а также использование результатов болометрических измерений позволят получать прецизионную информацию об энергетическом распределении ионов лайнера.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность сотрудникам ИСЭ СО РАН Е.Н. Волкову, В.И. Махрину и В.А. Синябрюхову за обеспечение нормальной работы ускорителя и помощь при проведении измерений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-17203) и фонда Полномочного Представителя Польши в ОИЯИ.

Список литературы

- [1] *Belyaev V.B., Bertin A., Bystritsky Vit.M.* et al. // *Nucleonica*. 1995. Vol. 40. P. 85–100.
- [2] *Belyaev V.B., Bystritsky Vyach.M., Kartavtsev O.I.* et al. // JINR preprint. N D15-92-324. Dubna, 1992.
- [3] *Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M., Parzhitski S.S.* et al. / JINR preprint. N D15-96-11. Dubna, 1996.
- [4] *Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M., Parzhitski S.S.* et al. // *Nucleonica*. 1997. Vol. 42. P. 775–794.
- [5] *Bulgakov T., Bystritskii Vit.M., Mesyats G.* et al. / Proc. 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams „Beams 96“, Prague, 1996. Vol. 2. P. 917.
- [6] *Bystritskii Vit.M.* et al. // *Albuquerque* / Ed. W.L. Baker, G. Coperstein. New York: IEEE, 1995. P. 1215.
- [7] *Bulgakov T.L., Bystritskii Vit.M., Bystritsky Viach.M.* et al. // *Phys. of Atomic Nuclei*. 1997. Vol. 60. P. 1217–1219.
- [8] *Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M., Parzhitski S.S.* et al. // *Laser and Particle Beams*. 2000. Vol. 18. P. 325–333.
- [9] *Bystritskii V.M., Bystritsky V.M., Chaikovskiy S.* et al. // *Kerntechnik*. 2001. Vol. 66. P. 42-46. Bystritskii V.M., Bystritsky V.M., Chaikovskiy S. et al. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2001. Vol. 64. P. 855–860.
- [10] *Bystritsky V.M., Pen'kov F.M.* / JINR preprint. N D17-2000-293. Submitted to *Journal of Physics Atomic Nuclei*. Dubna, 2000.
- [11] *Bystritsky V.M., Grebenyuk V.M., Parzhitski S.S.* et al. // *NIM*. 2000. Vol. 455A. P. 706–714.
- [12] *Krauss A., Becker H.W., Trautvetter H.P.* et al. // *Nucl. Phys.* 1987. Vol. A465. P. 150–172.
- [13] *Jarmie N., Brown R.E., Hardekopf R.A.* et al. // *Phys. Rev.* 1984. Vol. C29. P. 2031–2046.
- [14] *Лучинский А.В., Махрин В.И., Ратахин Н.А.* и др. // *Изв. вузов. Сер. физика*. 1995. Т. 38. № 12. С. 52–57.
- [15] *Barnett C.F., Harrison M.F.A.* / *Applied Atomic Collision Physics Plasmas*. Academic Press. Inc., 1984.
- [16] *Aiaga-Rossel R.* et al. / *Proc. on Denze Z-Pinches: 4th Intern. Conf.* 1997. P. 61.