

# Применение дейтерида бериллия в качестве материала оболочки лазерных рентгеновских мишеней

С.А.Бельков, Г.В.Долголева, Г.Г.Кочемасов, Е.И.Митрофанов

*Исследовано зажигание мишени в условиях, соответствующих установке National Ignition Facility (NIF) (США). В качестве материала оболочки мишени рассматривался дейтерид бериллия  $\text{BeD}_2$  с небольшой примесью меди. Выбраны параметры оболочки и профиль рентгеновского импульса, облучающего мишень, которые обеспечивают зажигание DT-топлива. Показано, что при оптимальном выборе параметров мишени ее полное термоядерное энерговыделение составляет  $\sim 19$  МДж, что примерно соответствует термоядерному энерговыделению мишени с оболочкой из бериллия.*

**Ключевые слова:** лазерные рентгеновские мишени, дейтерид бериллия.

## 1. Введение

Выбор мишени для зажигания в будущих мощных лазерных установках является довольно сложной многопараметрической задачей. Получение максимального энерговыделения при термоядерном горении DT-топлива при минимальной вложенной в мишень энергии лазера предъявляет жесткие требования к профилю греющего импульса и к его согласованию с параметрами оболочки (массой, диаметром, толщиной и т. д.). Так, для установки NIF [1] в настоящее время рассматриваются два варианта мишени, которые дают примерно одинаковые результаты с точки зрения термоядерного выхода, однако различаются не только материалом оболочки, но и профилем греющего импульса.

Первая мишень, предложенная в Лоуренсовской Livermoreской национальной лаборатории (ЛЛНЛ) [2], представляет собой сферическую пластиковую капсулу (полиэтилен с плотностью около  $1 \text{ г/см}^3$ ) диаметром 2.2 мм, содержащую DT-лед массой 0.21 мг. В [2] рассмотрен случай, когда мишень ускоряется рентгеновским импульсом с максимальной температурой 300 эВ. Вторая мишень, предложенная в Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ) [3], представляет собой бериллиевую капсулу (плотность вещества оболочки около  $2 \text{ г/см}^3$ ) также диаметром 2.2 мм с массой DT-льда внутри 0.21 мг. Эта мишень ускоряется рентгеновским импульсом с максимальной температурой 330 эВ. В связи с тем, что пробеги рентгеновского излучения в бериллии и полиэтилене достаточно велики (по сравнению с толщиной оболочки), в обоих случаях в материал оболочки добавляется небольшое количество элемента с большим атомным номером  $Z$ . Так, в мишени ЛЛНЛ используется добавка брома с концентрацией частиц 0.25 % и кислорода с концентрацией частиц 5 %, а в мишени ЛАНЛ – добавка меди с концентрацией частиц  $\sim 0.9$  %.

Несмотря на существенные различия параметров мишеней и облучающего их рентгеновского импульса, энерговыделение в обоих случаях практически одинаково (для пластиковой мишени – 15 МДж, для бериллиевой – 21 МДж). Выбор той или иной мишени для реальных экспериментов на самом деле определяется другими причинами, такими как технологичность изготовления, простота наполнения оболочек DT-топливом, возможность контроля состояния мишени в процессе ее хранения и транспортировки и т. д. В этом смысле представляет определенный интерес поиск альтернативных веществ, которые могли бы служить в качестве материала оболочки, но обладали бы рядом технологических преимуществ по сравнению со стандартными мишенями.

Ю.А.Меркульевым (ФИАН) [4] поставлен вопрос о возможности использования дейтерида бериллия ( $\text{BeD}_2$ ) в качестве материала оболочки для мишеней, в которых предполагается получить зажигание термоядерного топлива. В частности, в [4] отмечается возможность получения прозрачных оболочек из дейтерида бериллия, что позволяет контролировать качество слоя DT-льда в криогенных мишенях. Однако плотность дейтерида бериллия  $\text{BeD}_2$  ( $\sim 0.8 \text{ г/см}^3$ ) заметно меньше плотности чистого Be ( $\sim 1.8 \text{ г/см}^3$ ), и при фиксированных параметрах облучающего импульса характеристики ударных волн, возникающих в результате разогрева оболочки из дейтерида бериллия при поглощении рентгеновского излучения, могут существенно отличаться от характеристик ударных волн в оболочке из чистого бериллия.

Кроме того, пробеги излучения в оболочках из чистого бериллия и дейтерида бериллия также могут заметно различаться, что приведет к различиям в прогревах и, как следствие, к разной динамике ускорения оболочек. В связи с этим возникает вопрос о возможности сжатия DT-топлива, помещенного в оболочку из дейтерида бериллия, до требуемой плотности, при которой будет происходить зажигание. В настоящей статье приводятся некоторые результаты расчетных исследований работы мишеней с оболочкой из  $\text{BeD}_2$ .

## 2. Постановка и результаты расчетов

В качестве исходной для расчетного анализа была выбрана криогенная мишень, аналогичная по конструкции мишени для установки NIF [3] и представляющая собой сферическую оболочку, на внутреннюю поверхность которой наморожен слой DT-льда (рис.1,*a*). В дальнейшем мишень с бериллиевой оболочкой с 9%-ной примесью меди, конструкция которой изображена на рис.1,*a*, будем называть стандартной. В наших расчетах бериллиевая оболочка заменялась оболочкой из BeD<sub>2</sub> примерно той же массы. Плотность дейтерида бериллия с медью в зависимости от концентрации меди меняется от 0.766 до 0.86 г/см<sup>3</sup>, что примерно в два раза меньше плотности бериллия с медью ( $\rho_{\text{Be+Cu}} \sim 1.9 \text{ г/см}^3$ ). В связи с этим для сохранения полной массы мишени и оболочки толщина оболочки была увеличена примерно в два раза (рис.1,*б*).

Расчеты динамики сжатия и энерговыделения сферической мишени с вышеуказанными параметрами были проведены по программе СНДП [5]. Радиационно-газодинамические расчеты проводились в сферически-симметричной постановке в двухтемпературном приближении с теплопроводностью и неравновесной спектральной диффузией рентгеновского излучения. В расчетах учитывались электрон-ионная релаксация, неравновесная и нестационарная кинетика ионизации и возбуждения электронов в приближении среднего иона [6], а также кинетика термоядерных реакций с учетом переноса  $\alpha$ -частиц в приближении многогрупповой диффузии с ограничением потока [7]. Коэффициенты переноса, спектральная светимость плазмы и спектральные коэффициенты поглощения рентгеновского излучения, а также уравнения состояния вещества рассчитывались с использованием сред-

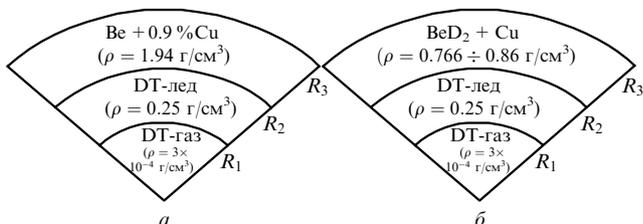


Рис.1. Мишень, предложенная в ЛАНЛ [3], для установки NIF с оболочкой из бериллия ( $R_1 = 0.087 \text{ см}, R_2 = 0.095 \text{ см}, R_3 = 0.1105 \text{ см}$ ) (*a*) и мишень, в которой оболочка из бериллия заменена оболочкой из дейтерида бериллия ( $R_1 = 0.087 \text{ см}, R_2 = 0.095 \text{ см}, R_3 = 0.1253 \text{ см}$ ) (*б*).

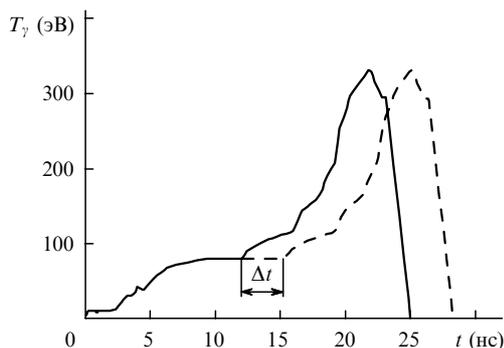


Рис.2. Временные зависимости температуры рентгеновского импульса  $T_\gamma$ , ускоряющего мишень.

них чисел заполнения электронных уровней многозарядного иона по модели среднего иона [6, 8].

Рассчитывалось облучение мишени с оболочкой из BeD<sub>2</sub> с примесью Cu рентгеновским импульсом с планковским спектром. В расчете временная зависимость температуры импульса была такой же, как и для стандартной мишени, предложенной в [3] в качестве перспективной мишени для установки NIF (рис.2, сплошная кривая). При этом энергия рентгеновского излучения, падающего на мишень, составила  $\sim 0.9 \text{ МДж}$ . Концентрация примеси меди в оболочке (по числу частиц) была равна 0.9%. В этом расчете термоядерное энерговыделение составило всего 7.94 кДж, т.е. мишень не зажглась. Здесь и ниже под термоядерным энерговыделением мы понимаем лишь ту долю полной энергии, выделившейся в термоядерных реакциях, которая приходится на  $\alpha$ -частицы, т.к. именно  $\alpha$ -частицы эффективно тормозятся в сжатом DT-топливе и разогревают его. В обсуждаемых здесь расчетах замедлением нейтронов пренебрегалось, и их энергия при расчете термоядерного разогрева DT-топлива не учитывалась. Как хорошо известно, в DT-реакции на  $\alpha$ -частицы приходится примерно 19% всей выделившейся термоядерной энергии.

Для контроля был проведен расчет горения стандартной мишени, поджигаемой этим же рентгеновским импульсом (см. рис.1,*a*). В этом расчете энерговыделение составило 4.16 МДж и мишень зажглась. Полная термоядерная энергия для данной мишени составила 21.9 МДж, что согласуется с результатами, полученными в [3].

Анализ расчетов показал, что основной причиной незажигания мишени с оболочкой из BeD<sub>2</sub> является заметное недосжатие DT-топлива, что приводит к снижению

Табл.1. Энерговыделение (в мегаджоулях).

Концентрация Cu (%)	Задержка импульса (нс)						
	0*	2	2.5	3	3.25	3.5	4
0.0	—	—	—	$4.46 \times 10^{-3}$	$4.49 \times 10^{-3}$	—	—
0.1	$9.75 \times 10^{-3}$	$7.65 \times 10^{-2}$	0.817	1.66	1.55	1.21	0.145
0.2	—	—	—	2.96	2.92	—	—
0.3	$4.56 \times 10^{-2}$	0.425	2.78	3.40	3.44	3.27	0.484
0.4	—	—	—	3.67	3.71	—	—
0.5	—	—	0.530	3.70	3.8	3.6	—
0.6	$2.18 \times 10^{-2}$	$3.47 \times 10^{-2}$	—	3.26	3.68	—	0.162
0.7	—	—	$4.08 \times 10^{-2}$	1.27	3.09	3.04	—
0.8	—	—	—	$9.65 \times 10^{-2}$	0.650	—	—
0.9	$7.94 \times 10^{-3}$	$2.19 \times 10^{-2}$	—	$3.66 \times 10^{-2}$	—	0.145	$3.13 \times 10^{-2}$

\*Исходный рентгеновский импульс (рис.2, сплошная кривая).

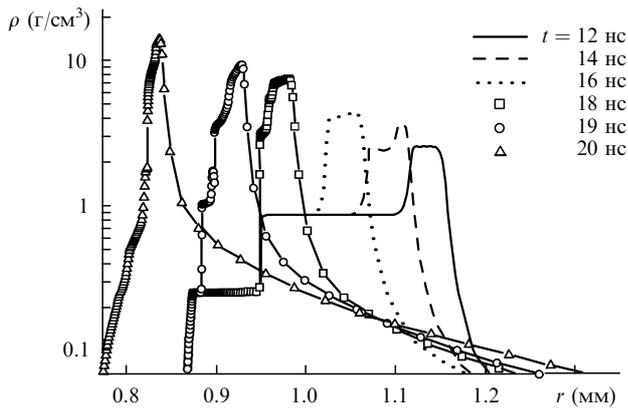


Рис.3. Пространственные распределения плотности оболочки ( $\text{BeD}_2 + 0.9\% \text{Cu}$ ) и DT-льда в разные моменты времени.

параметра  $\langle \rho R \rangle$  топлива ( $\langle \rho R \rangle = \int_{\text{по DT-топливу}} \rho dr$ ) на момент максимального сжатия почти в 2 раза (с  $1.06 \text{ г/см}^2$  для стандартной мишени до  $0.6 \text{ г/см}^2$  для мишени с оболочкой из  $\text{BeD}_2$ ). Варьирование концентрации меди не вызывает какого-либо увеличения энерговыделения, и мишень из  $\text{BeD}_2$  не загорается (см. первую колонку в табл.1, где приведены расчетные энерговыделения в серии расчетов с разными задержкой рентгеновского импульса  $\Delta t$  и концентрацией меди). Следовательно, причина снижения параметра  $\langle \rho R \rangle$  топлива не связана с разным прогревом оболочки рентгеновским излучением.

На рис.3 приведены пространственные распределения плотности оболочки ( $\text{BeD}_2 + 0.9\% \text{Cu}$ ) и DT-льда в разные моменты времени. Как видно из рис.3, ударные волны, бегущие по оболочке и DT-льду, сильно несогласованы. Вторая ударная волна относительно быстро догоняет первую (в момент  $t = 16 \text{ нс}$ ), еще задолго до того, как первая ударная волна пройдет всю толщину оболочки и выйдет в DT-лед. В результате этого по DT-льду бежит не последовательность слабых ударных волн, а одна сильная ударная волна, которая вносит в DT-топливо существенно большую энтропию, что в конечном итоге и приводит к снижению сжатия DT-топлива.

Для согласования времени прохождения ударных волн была проведена серия расчетов, в которых задавались разные задержки  $\Delta t$  рентгеновского импульса (см. рис.2, штриховая кривая), а также варьировалось содержание меди в оболочке. Результаты расчетов представлены в табл.1. Максимальное энерговыделение  $3.8 \text{ МДж}$

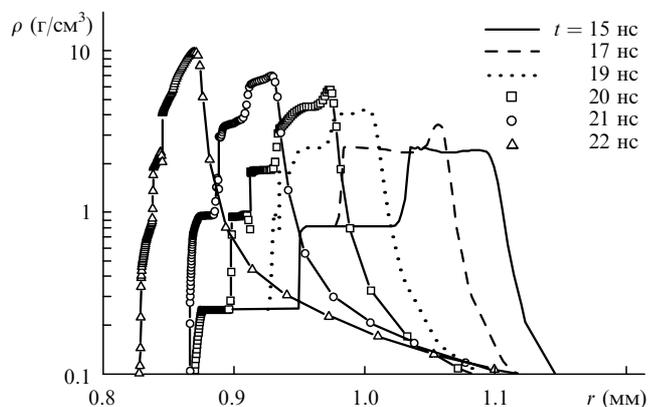


Рис.4. Пространственные распределения плотности оболочки ( $\text{BeD}_2 + 0.9\% \text{Cu}$ ) и DT-льда в разные моменты времени при ускорении мишени рентгеновским импульсом с задержкой  $\Delta t = 3.25 \text{ нс}$ .

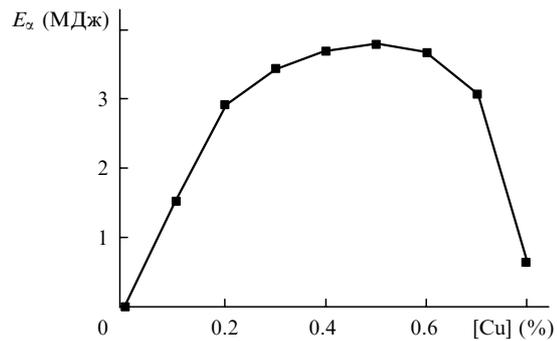


Рис.5. Зависимость энерговыделения мишени  $E_x$  с оболочкой из  $\text{BeD}_2 + \text{Cu}$  от концентрации атомов  $\text{Cu}$ .

было получено для мишени с оболочкой, содержащей  $0.5\% \text{ Cu}$ , ускоряемой рентгеновским импульсом с задержкой  $\Delta t = 3.25 \text{ нс}$ . Для этого расчета на рис.4 представлены пространственные распределения плотности оболочки и DT-льда в различные моменты времени.

На рис.5 представлены результаты расчетов энерговыделения мишени в зависимости от концентрации атомов меди в оболочке из  $\text{BeD}_2 + \text{Cu}$  при ускорении мишени рентгеновским импульсом с задержкой  $\Delta t = 3.25 \text{ нс}$ . Видно, что область концентраций атомов меди, при которых мишень сохраняет работоспособность, составляет  $0.2 - 0.7\%$ .

Была проведена еще одна серия расчетов, в которых варьировалась толщина оболочки мишени, содержащей  $0.5\% \text{ Cu}$ , ускоряемой рентгеновским импульсом с задержкой  $\Delta t = 3.25 \text{ нс}$ . В этих расчетах масса DT-топлива и внутренний радиус оболочки оставались неизменными. На рис.6 дана зависимость энерговыделения от толщины оболочки. Видно, что изменение толщины оболочки на  $7.5\%$  приводит к срыву горения.

### 3. Заключение

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при надлежащем выборе параметров рентгеновского импульса и концентрации меди мишень с оболочкой из дейтерида бериллия дает энерговыделение, сравнимое с энерговыделением стандартной мишени. При этом область изменения параметров мишени (геометрические размеры, концентрация меди), при которых происходит устойчивое горение, достаточно широка. Подчеркнем, что нами не рассматривались всевозможные двух- и трехмерные явления, приводящие к повыше-

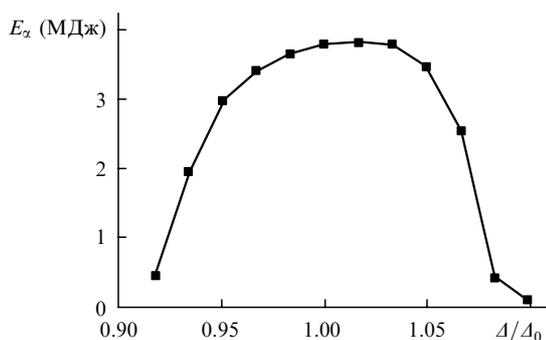


Рис.6. Зависимость энерговыделения мишени  $E_x$  с оболочкой  $\text{BeD}_2 + 0.5\% \text{Cu}$  от толщины оболочки  $\Delta$  ( $\Delta_0 = R_3 - R_2 = 303 \text{ мкм}$ , см. рис.1,б).

нию порога зажигания и срыву горения. Вопрос о преимуществах того или иного материала оболочки с точки зрения устойчивости горения термоядерного топлива при развитии гидродинамических неустойчивостей требует отдельного исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 99-01-00919).

1. Paisner J.A., Campbell E.M., Hogan W.J. *The National Ignition Facility Project*, UCRL-JC-117397 (1994).
2. Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
3. Wilson D.C., Bradley P.A., Hoffman N.M., Swenson F.J., Smitherman D.P. et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 1953 (1998).
4. Borisenko N.G., Gromov A.I., Guskov S.Yu. et al. *Lebedev Physical Institute, Preprint № 62* (Moscow: 1999).
5. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Вопр. ат. науки и техн. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 1, 59 (1992).
6. Бельков С.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Митрофанов Е.И. *ЖЭТФ*, **111**, 496 (1997).
7. Corman E.G., Loewe W.E., Cooper G.E., Winslow A.M. *Nuclear Fusion*, **15**, 377 (1975).
8. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Митрофанов Е.И. *Квантовая электроника*, **30**, 963 (2000).