



ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ  
ТҰҢҒЫШ ПРЕЗИДЕНТІ - ЕЛБАСЫНЫҢ ҚОРЫ

**«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ – 2017»**

студенттер мен жас ғалымдардың  
XII Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

---

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XII Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
**«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ – 2017»**

---

PROCEEDINGS  
of the XII International Scientific Conference  
for students and young scholars  
**«SCIENCE AND EDUCATION - 2017»**



14<sup>th</sup> April 2017, Astana



**ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ  
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ**

**«Ғылым және білім - 2017»  
студенттер мен жас ғалымдардың  
XII Халықаралық ғылыми конференциясының  
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ**

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ  
XII Международной научной конференции  
студентов и молодых ученых  
«Наука и образование - 2017»**

**PROCEEDINGS  
of the XII International Scientific Conference  
for students and young scholars  
«Science and education - 2017»**

**2017 жыл 14 сәуір**

**Астана**

**УДК 378**

**ББК 74.58**

**Ғ 96**

Ғ 96

«Ғылым және білім – 2017» студенттер мен жас ғалымдардың XII Халықаралық ғылыми конференциясы = The XII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2017» = XII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2017». – Астана: <http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/>, 2017. – 7466 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-827-6

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-827-6

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия  
ұлттық университеті, 2017

красителя метиленовый голубой и облучения их УФ излучением с истечением времени наблюдается уменьшение ее оптической плотности, связанной с фотодеградацией красителя. Проведенные расчеты показали, что при фоторазложении красителя без катализатора КПД составила 6,25%. Эффективность фоторазложения красителя при использовании пленок на основе сферических наночастиц  $\text{TiO}_2$  составила 35,4 %, а для структуры «ядро-оболочка» 76,6 %. Из сказанного следует, что наилучшими фотокаталитическими свойствами обладает пленка на основе структуры «ядро-оболочка».

#### Список использованных источников

1. Zang L., Energy Efficiency and Renewable Energy Through Nanotechnology. Springer.– 2011.– 451.
2. Fujishima A., Honda K. Electrochemical Photolysis of Water at A Semiconductor Electrode // Nature. – 1972. – Vol.238. – № 5358. – P. 37–45.
3. Iwashina K., Kudo A., Rh-Doped  $\text{SrTiO}_3$  Photocatalyst electrode showing cathodic photocurrent for water splitting under visible-light irradiation // Journal of the American Chemical Society. – 2011. – Vol. 133. – P. 13272.
4. Anpo M., Shima T., Kodama S., Kubokawa Y. Photocatalytic hydrogenation of propyne with water on small-particle titania: size quantization effects and reaction // J. Phys. Chem. – 1987. – Vol. 91. – P. 4305–4310.
5. Kormann C., Bahnemann D.W., Hoffmann M.R. Photolysis of chloroform and other organic molecules in aqueous titanium dioxide suspensions // J. Phys. Chem. – 1991. – Vol. 25. – P. 494–500.
6. Kavan L., Stoto T., Gratzel M., Fitzmaurice D., Shklover V. Quantum size effects in nanocrystalline semiconducting titania layers prepared by anodic oxidative hydrolysis of titanium trichloride // J. Phys. Chem. – 1993. – Vol. 97. – P. 9493–9498.
7. Joselevich E., Willner I. Photoinduced Electron Transfer in supramolecular assemblies composed of dialkoxybenzene-tethered ruthenium(ii) trisbipyridine and bipyridinium salts // J. Phys. Chem. – 1994. – Vol. 98. – P. 3399–3404.
8. Choi W., Termin A., Hoffmann M.R. The role of metal ion dopants in quantum-sized  $\text{TiO}_2$ : correlation between photoreactivity and charge carrier recombination dynamics // J. Phys. Chem. – 1994. – Vol 98. – P. 13669–13679.
9. Sha W.E.I., Choy W.C.H., Wu Y., Chew W.Ch. Optical and electrical study of organic solar cells with a 2D grating anode // Optics Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 2572-2580.
10. Catchpole K.R., Polman A. Plasmonic solar cells // Optics Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 21793-21800.

УДК 533.952

### СЖАТИЕ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОТОЧНОМ Z-ПИНЧЕ И НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА

Аманбек Нұрбақыт<sup>1</sup>, Баяхметов Олжас<sup>2</sup>, Сексембаев Жандос<sup>3</sup>  
[cool.nurba@bk.ru](mailto:cool.nurba@bk.ru), [olz hik1992@mail.ru](mailto:olz hik1992@mail.ru), [jandos\\_s90@mail.ru](mailto:jandos_s90@mail.ru)

<sup>1</sup>Студент 4-го курса физико-технического факультета ЕНУ им.Л.Н. Гумилева, Астана

<sup>2</sup>Магистрант 2-го курса физико-технического факультета ЕНУ им.Л.Н. Гумилева, Астана

<sup>3</sup>Докторант 3-го курса физико-технического факультета ЕНУ им.Л.Н. Гумилева, Астана  
Научный руководитель – С.Сахиев

#### Введение

В 40х-50х годах XX-ого столетия были проведены широкомасштабные исследования по управляемому термоядерному синтезу. В этот период создано несколько крупных

экспериментальных установок, основной целью которых являлось получение термоядерной плазмы. Главным аспектом всех подобных исследований и экспериментов являлось создание условий эффективного горения, при которых выделяемая энергия от термоядерного синтеза была больше, чем затрачиваемая энергия для нагрева реагирующей смеси. В достижении основной цели ученым приходилось сталкиваться с рядом проблем, возникающих в ходе экспериментальных работ. Основной проблемой являлось – неустойчивость обжатия плазмы, или же кинетическая неустойчивость: малые возмущения быстро нарастают и приводят к разрушению плазменных конфигураций.

Одним из вариантов осуществления поставленной задачи проблем эффективного горения был найден в применении устройств на основе импульсных систем. В подобных схемах выполнение критерия Лоусона достигается не за счет длительного удержания плазмы, а за счет резкого увеличения ее плотности сжатием смеси за сверхкороткое время. В результате таких сжатий топливной смеси возможно достижение требуемой начальной температуры старта термоядерных процессов, т.е. порядка ~10-30 кэВ. Основным аспектом в использовании устройств на основе импульсных систем является получение высоких степеней сжатия в малом количестве топлива, с сохранением целостности самого устройства при выделении термоядерной энергии. Первая модель импульсного типа, а именно Z-пинч было описана в 1934 году американским ученым У.Беннетом. После его работ подобные исследования проводились рядом других ученых. На сегодняшний день развитие устройств на основе импульсной системы выглядит перспективным направлением на пути к осуществлению эффективной термоядерной установки, поэтому расчеты сжатия и поведения плазменного топлива является очень важным исследованием.

В работе [1] предложен один из прототипов термоядерной установки и изучен принцип получения эффективного энерговыхода в устройстве на основе сильноточного Z-пинча со сверхбыстрым лазерным поджигом. В ней рассматривается металлический запаянный полый цилиндр, внутри которого содержится топливная смесь из D-<sup>3</sup>He, по которому протекает продольный мегаамперный ток. Силовые линии магнитного поля, создаваемого током, имеют вид концентрических окружностей, плоскости которых перпендикулярны оси цилиндра. Предварительное обжатие цилиндра происходит непосредственно за счет собственных магнитных полей тока. Есть ряд подобных установок с незначительной разницей в устройстве [2], что работает с учетом основополагающих принципов показанных в [1].

На основе идеи и предпосылок показанных в [1] в данной работе изучается ряд вопросов соответствующих исследованиям динамики устройства на основе Z пинча в сочетании с сверхсильным лазерным импульсом: обжатие плазменного лайнера с током и временные параметры Кулоновского взрыва сильно-ионизованного вещества. В соответствие с требованием достижения больших значений плотностей для осуществления термоядерного процесса, здесь приведены расчеты параметров необходимых при вычислении получаемых плотностей в Z-пинчах созданных мегаамперными токами, а также при воздействии сверхмощным импульсом лазера.

### **Имплозия в отсутствии магнитогидродинамических неустойчивостей**

Рассмотрим поведение плазмы при идеальной имплозии с пренебрежением эффектов, вызываемых МГД неустойчивостями. Под действием мегаамперного тока за счет собственных магнитных полей обжатие цилиндрической оболочки будем описывать уравнениями динамики [3]. Выражение для радиального движения запишем в виде:

$$P_{\text{маг}} = \frac{F}{\Delta S} = \frac{B^2}{2\mu_0} = -\frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2} \quad (1)$$

$$\frac{\hat{m}}{2\pi r} \ddot{r} = -\frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2}$$

где  $B = B(t)$  азимутальное магнитное поле, и  $I = I(t)$  ток в пинче.

Выразим ток в единицах максимального тока  $I_{\max}$ , время в единицах времени  $\tau$  в течение которого ток достигает максимума, и радиус в единицах начального радиуса  $r_0$ . Получим ряд безразмерных параметров

$$\tilde{r} = r/r_0, \quad \tilde{t} = t/\tau, \quad \tilde{I} = I/I_{\max} \quad (2)$$

После решения (1) с учетом ряда преобразований (2) получим

$$\ddot{\tilde{r}} \tilde{r} = -\frac{\mu_0 I_{\max}^2 \tau^2}{4\pi \hat{m} r_0^2} \tilde{I}^2 \quad (3)$$

Для обеспечения высокой эффективности преобразования запасенной в импульсном генераторе энергии в кинетическую энергию сжимающегося пинча необходимо подобрать оптимальную массу материала пинча. Масса должна быть такой, чтобы время обжатия было приблизительно равно времени достижения максимального значения тока: если масса слишком велика, импульс тока закончится до обжатия; если масса слишком мала, максимальное обжатие произойдет до того как ток достигнет своего максимального значения, что приведет к низкой эффективности. Другими словами для заданного профиля тока существует свой оптимальный параметр величины  $\Omega = \frac{\mu_0 I_{\max}^2 \tau^2}{4\pi \hat{m} r_0^2}$

Рассмотрим детально начальную стадию обжатия тонкой оболочки. В момент когда радиус пинча не уменьшился значительно по сравнению с начальным значением  $r_0$  можно выразить  $r$  как  $r = r_0 - \Delta r$ , где  $\Delta r$  мало. Будем предполагать что ток, протекающий в пинче, подчиняется следующему закону

$$I = I_{\max} \sin^2\left(\frac{\pi t}{2\tau}\right) \quad (4)$$

На ранних стадиях обжатия можно выразить ток через параболическую зависимость от времени

$$I = I_{\max} \left(\frac{\pi t}{2\tau}\right)^2 \quad (5)$$

Для зависимости (5) после ряда преобразований имеем

$$\frac{\Delta r}{r} = -\frac{\Omega \pi^4}{192} \left(\frac{t}{\tau}\right)^6 \quad (6)$$

Отметим что начальный радиус изменяется от начального значения достаточно медленно  $\sim t^6$ .

Для массы соответствующей максимальному обжатию пинча в момент  $t = \tau$ , даже при  $t = (2/3)\tau$  радиус пинча уменьшается лишь на 10% начального радиуса. Это показывает что пинча имеет долгий “латентный” период сопутствующий очень быстрому схлопыванию (максимальное обжатие) происходящему за малую долю ( $\sim 0.1 \sim 0.2$ ) полного времени обжатия  $\tau$ .

Зависимость радиуса от времени можно выразить в виде

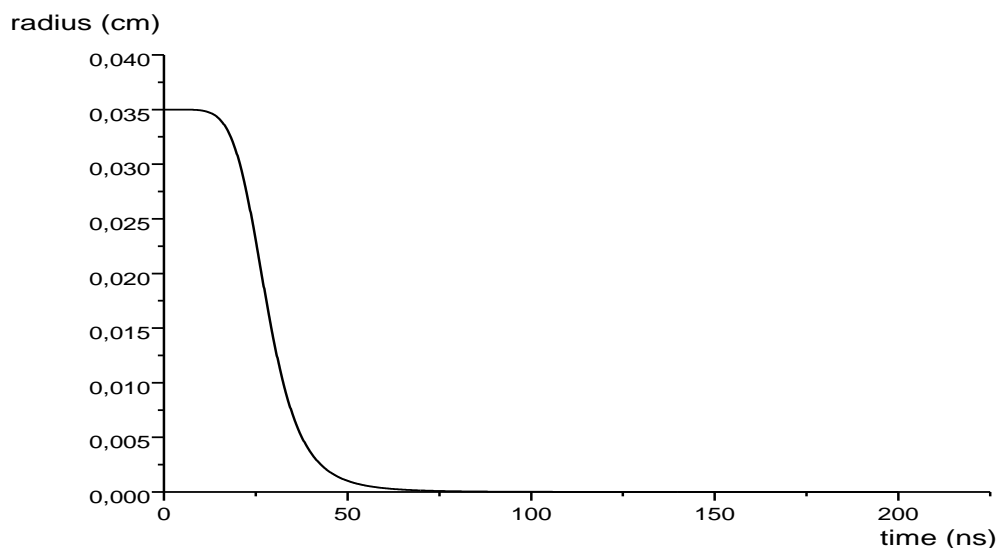
$$r(t) = \frac{r_0}{\left(-\frac{\Omega^2 \pi^4}{192} \left(\frac{t}{\tau}\right)^6 + 1\right)} \quad (7)$$

Построим зависимость радиуса от времени с учетом начальных параметров приведенных в таблице 1.

Таблица 1

Начальные параметры лайнера.

Длина лайнера, $L$ (см)	1
Максимальное значение тока, $I_{\max}$ (МА)	10
Начальный радиус, $r_0$ (мкм)	350
Масса на длину единицы, $\hat{m}$ (мг/см)	0.0001938
Время имплозии, $\tau$ (нс)	40.17

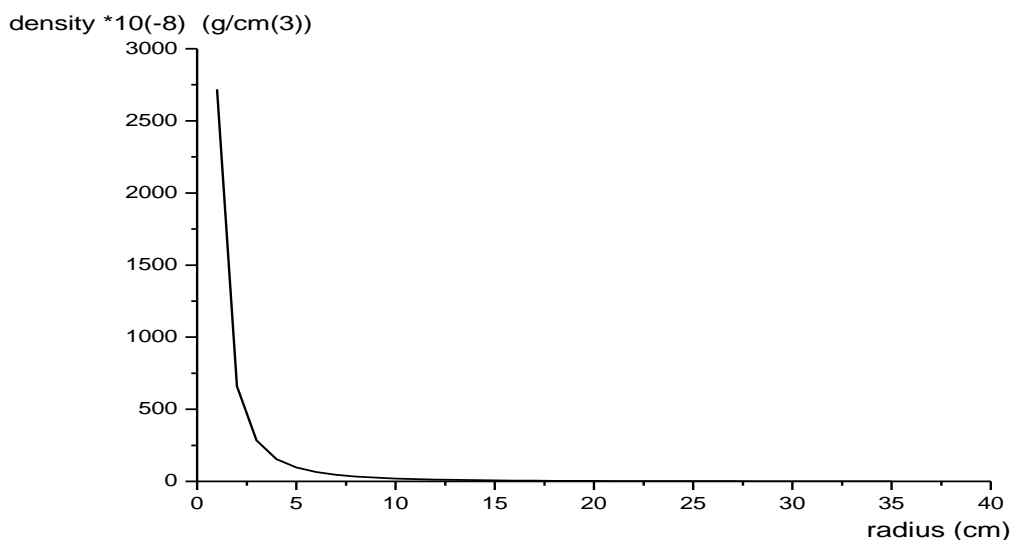


**Рисунок 1.** Радиус лайнера в зависимости от времени при обжати.

При осуществлении всего термоядерного процесса показанного в [1] важно подобрать момент времени воздействия сверхкороткого (фемтосекундный) лазерного импульса на торец лайнера для наибольшей эффективности всей установки.

Уравнение плотности можно получить с основной формулы (1)

$$\rho(r) = \frac{\mu I^2 \left(\frac{r_0 - r}{g}\right)}{16\pi^2 g^2 r^2} \quad (8)$$



**Рисунок 2.** Зависимость плотности от радиуса

Построим график зависимости плотности от радиуса с учетом начальных параметров приведенных в таблице 1.

Из данного графика(Рис.2) следует, что при сжатие лайнера основная масса топлива концентрируется в центре. Это дает возможность увеличить эффективность сжигание топлива после запуска терраватного лазера.

#### **Параметры Кулоновского взрыва мишени**

Кроме того требования, как подбор момента воздействия лазерного импульса в задаче осуществления термоядерной установки на основе сильноточного Z-пинча с лазерным поджигом, имеется ряд проблем необходимых подлежащих исследованию. Эффект известный как Кулоновский взрыв мишени также имеет важную роль влияющую на эффективность всей установки.

Плотно и равномерно распределенные ионы за счет нескомпенсированного кулоновского заряда в объеме подвержены “взрыву”, таким образом создавая направленный ступок высокоэнергетических частиц. В ряде работ [1, 4, 5] показано, что эффект Кулоновского взрыва мишени, служащих прототипом ускорителя, играет немаловажную роль в ускорении частиц. Порой энергия ускоренных таким образом частиц достигает значений МэВ-ного диапазона. Для более эффективного использования подобного явления в установках необходимо задать соответствующие условия. Так возможно достижение энергий, достаточных для запуска процесса синтеза ядер, что является хорошим аспектом в применении в технике.

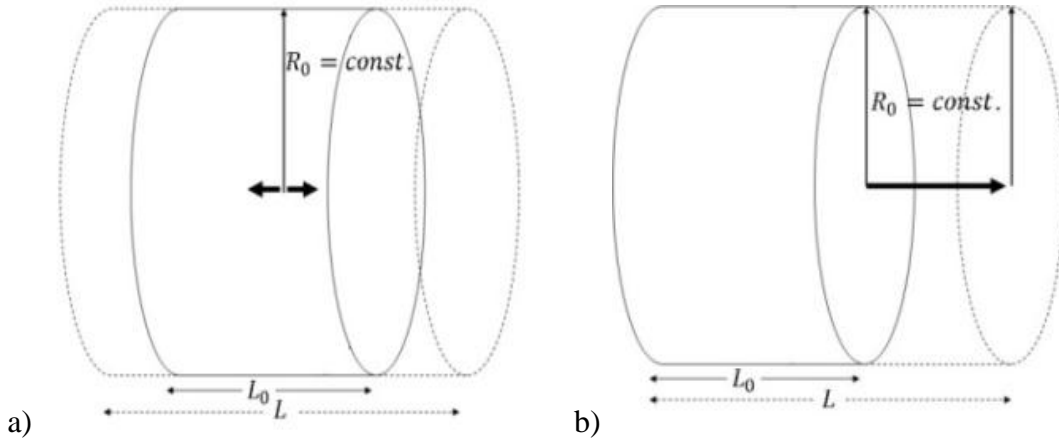
Определение параметров процессов Кулоновского взрыва (размеров, временных характеристик, скорость и энергия частиц на выходе) является важной задачей, так как знание точных параметров необходимо для конструирования установок с реализацией термоядерного процесса. Необходим строгий учет временных характеристик присущих эффективности установки. Получим приблизительные оценки временной компоненты взрыва.

Время удаление электронной компоненты из мишени является почти мгновенным по сравнению с полным временем всего процесса. Петаваттный импульс лазера практически вынесет все относительно легкие электроны из объема мишени. Созданный таким образом направленный пучок высокоэнергетических ионов будет нагревать вещество топлива, создавая таким образом механизм предварительного нагрева, что послужит для эффективности горения. Оставшиеся ионы мишени вскоре после лазерного импульса будут ускорены до энергий МэВ диапазона, что достаточно для вступления их в термоядерные реакции с ионами топлива, предварительно подогретого электронным пучком и действием



сильноточного импульса проходящего через лайнер. Оценим время и разлета мишени под влиянием некомпенсированного электрического заряда.

Рассмотрим систему из заряженных частиц с одинаковыми зарядами  $q_i = q_{i+1} = q$  и массами  $m_0$  плотно и равномерно расположенных внутри цилиндрического объема. Обозначим объемную плотность частиц  $n_q$  (концентрация). Найдем скорость пробной частицы находящейся на поверхности торца цилиндра, расширяющегося в продольном его оси направлении (рис.2 а). Будем считать, что в радиальном направлении расширение отсутствует  $R_0 = const$ . Такое предположение оправдано тем фактом, что расширению в радиальном направлении противодействуют собственные магнитные поля стремящиеся обжать вещество вдоль оси. Также в силу сохранения количества частиц, а, следовательно, и зарядов в объеме имеем,  $q_{tot} = qn_q V = qn_q \pi R_0^2 L_0 = const$  где  $V$  - объем,  $R_0$  - начальный радиус цилиндра,  $L_0$  - начальная длина цилиндра. При расширении вдоль оси до  $L$ , для любого момента времени из теоремы Гаусса с учетом предположения  $R > R_0 \gg L_0$  получим напряженность электрического поля всего объема действующего на пробную частицу на поверхности цилиндра (пренебрегая краевыми эффектами)  $E = \frac{qn_q L_0}{2\epsilon_0}$



**Рисунок 3.** Расширение цилиндрического объема с одноименными заряженными частицами вдоль оси а) в обе стороны, б) в одну сторону

Линеаризуем удлинение, предполагая, что на интервале расширения цилиндрического объема от  $L$  до  $L_0$  средняя скорость частицы равна  $v_{av}$ , строго соответствующая именно этому интервалу. В силу симметрии расположения двух торцов

$$L - L_0 = 2v_{av}t \tag{8}$$

С учетом  $v_0 = 0$ , имеем для приобретенной зарядом энергии

$$\int_{L_0}^L qEdl' = \int_{L_0}^L \frac{q^2 n_q L_0}{2\epsilon_0} dl' = \frac{q^2 n_q L_0}{2\epsilon_0} [L - L_0] = \frac{1}{2} m_0 v^2 \tag{9}$$

Используя выражение для скорости, с учетом  $g_{a,g} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} g dt'}{\int_{t_1}^{t_2} dt'}$ , и “линеаризации”, получаем.

$$g_{a,g} = \frac{4 q^2 n_q L_0 t}{9 m_0 \epsilon_0}.$$

Приблизительный порядок значения времени разлета можно оценить исходя из двукратного увеличения размера, так как в этом случае возможно извлечь максимальную выгоду от эффекта Кулоновского взрыва. Для двукратного расширения до  $L = 2L_0$  время,

$$t_{2x} = \frac{3\sqrt{2}}{4} \sqrt{\frac{m_0 \varepsilon_0}{q^2 n_q}}, \text{ а приобретаемая скорость } g_{2x} = L_0 \sqrt{\frac{1}{2} \frac{q^2 n_q}{m_0 \varepsilon_0}}.$$

Рассмотрим аналогичный цилиндрический объем заряженных частиц, но расширяющегося лишь в одном направлении вдоль оси (второй торец неподвижен) (рис.2 б). Время удлинения цилиндра в этой и предыдущей задаче, должны быть одинаковыми, так как время инвариантно к системе отсчета (в нашем нерелятивистском случае). Убедимся в этом на примере двукратного увеличения длины ( $L = 2L_0$ ). Получим  $t_{2x} = \frac{3\sqrt{2}}{4} \sqrt{\frac{m_0 \varepsilon_0}{q^2 n_q}}$ , что

подтверждает наши выводы. Скорость равна  $v_{2x} = L_0 \sqrt{\frac{2q^2 n_q}{m_0 \varepsilon_0}}$ . Выводы выражений и предположения идентичны предыдущим.

Использование расширения цилиндрического объема в одном направлении более оправдано тем фактом, что импульс лазера будет передан торцу. Это будет компенсировать расширение в обратную сторону, вследствие чего следует ожидать расширение только в объем топлива. Оценки времени разлета для мишени, состоящей из D-<sup>3</sup>Несмеси, исходя из начальных параметров  $n_q = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  (плотность твердого тела) приводят к значениям порядка  $10^{-12} \text{ с}$ , что позволяет почти мгновенно получить пучок высокоэнергетических ионов для запуска термоядерного процесса в установке в процессе обжатия пинча. Для достижения энергий МэВ диапазона достаточно использовать мишень слоем порядка ~мкм. Сравнение со значениями радиуса лайнера (сжатие предполагается от 350 мкм до значений порядка нескольких десятков мкм), а соответственно и самой мишени оправдывают предположение  $R > R_0 \gg L_0$  в расчетах электрических полей создаваемых некомпенсированными зарядами ионов мишени.

### Выводы

Приведенные расчеты в совокупности с другими частями механизма реализации горения термоядерного топлива в цилиндрическом лайнере с лазерным поджигом образуют полную картину в осуществлении задачи и получения максимальной эффективности. Так, в данной работе показаны временные параметры обжатия лайнера током, а также воздействия лазера на мишень в торце лайнера. Все значения остаются в рамках требуемых. Эффективность установки достигается, безусловно, при рациональной расстановке по моментам действия. Эта задача объемна и требует ряд огромных усилий в исследовании.

### Список литературы

1. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. // Ядерная физика, 2010, Т.73, №1, стр.41-61.
2. Slutz S. A. *et al.* // Phys. Plasmas 17, 056303, 2010.
3. Haines M.G. A review of the dense Z-pinch // Plasma Phys. Control. Fusion 53, 093001, 2011, P.168.
4. Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K. The physics of fast Z pinches // SAND98-1632, 1998, P.37-41.
4. Zweiback J. *et al.* // Physical Review Letters 84, №12, 2000, P.2634-2637.
5. Last I. and Jortner J. // Phys. Rev. Lett. 97, 173401, 2006.
6. Савельев И.В. Курс общей физики Т.1 // М.: Изд. "Наука", 1982
7. Савельев И.В. Курс общей физики Т.2 // М.: Изд. "Наука", 1988