

Оценка начального распределения плотности плазменно-металлических лайнеров

© А.Г. Русских,¹ А.С. Жигалин,¹ В.И. Орешкин^{1,2}

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия

² Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия

e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru.

(Поступило в Редакцию 17 марта 2015 г.
В окончательной редакции 11 ноября 2015 г.)

Описана методика оценки начального профиля плотности оболочки лайнера по экспериментальным осциллограммам тока и напряжения с коррекцией радиуса пинча по его оптическим изображениям. Показано, что средний радиальный профиль начального распределения плотности плазменно-металлических лайнеров можно аппроксимировать двумя гауссовыми кривыми с различной дисперсией. В основной пик начального распределения плотности наибольший вклад дают ионы висмута, из которого изготовлен катод, а вклад во вторую гауссову кривую обусловлен веществом изолятора, по поверхности которого происходит зажигание вакуумной дуги.

Введение

В настоящее время плазменные лайнеры (быстрые Z-пинчи) широко используются для получения плотной высокотемпературной плазмы [1–4]. Сжатие плазменных лайнеров происходит под действием мощного импульса тока, который создает на внешней поверхности большое давление магнитного поля. В финале сжатия на оси пинча формируется плотная высокотемпературная плазма (температура от 100 eV до нескольких килоэлектронвольт, концентрация $10^{18} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), служащая источником мягкого рентгеновского [5–7] и нейтронного излучений [8–10]. Характерные начальные размеры плазменных лайнеров составляют: радиус и длина 1–5 см, погонная масса от 10 до $10^3 \text{ } \mu\text{g/cm}$. Высокие плотности энергии, типичные для финальной стадии сжатия, являются причиной того, что исследования плазменных лайнеров находятся в русле проблемы реализации инерциального термоядерного синтеза [1,4,11,12].

В качестве лайнеров обычно используются либо многопроволочные лайнеры [13–18] (типа „беличье колесо“), либо газовые лайнеры, формируемые с помощью сверхзвуковых сопел Лавала [19–23,7,24–27], либо плазменно-металлические лайнеры [28–33], в которых оболочка формируется с помощью системы дуговых разрядов. В отличие от многопроволочных лайнеров, в которых начальное месторасположение и начальная масса вещества определены достаточно точно, в газовых и плазменно-металлических лайнерах начальное распределение плотности, как правило, неизвестно.

Так как сжатие цилиндрических плазменных лайнеров происходит под давлением сильного магнитного поля, то в них возникают Релей–Тейлоровские (РТ) неустойчивости. Эффективным способом подавления РТ-неустойчивостей может являться использование такого начального радиального распределения плотно-

сти, при котором в процессе сжатия граница между магнитным полем и плазмой не будет испытывать ускорения [34]. Это так называемый механизм „snow plow“-стабилизации. В работах [35,36] было показано, что при сжатии плазменно-металлических лайнеров именно snow plow-стабилизация приводит к тому, что в финале сжатия формируется достаточно однородный плазменный столб. Поэтому представляет интерес, во-первых, оценить начальное распределение плотности плазменно-металлических лайнеров, во-вторых, выявить процессы, приводящие к формированию такого начального распределения. Для решения этих задач в настоящей работе используются как осциллографические измерения экспериментальных зависимостей тока и напряжения, так и расчеты по простейшей из моделей, описывающих динамику плазменных лайнеров, модели „снежного плуга“ (snow plow-модели) [4,37–39]. В модели снежного плуга сжатие лайнера — это ускоренное движение оболочки переменной массы под воздействием известных электромагнитных сил. Поэтому в динамике сжатия заложена информация о начальном распределении плотности вещества в лайнере, которую можно извлечь при совместном использовании вычислений и анализа оптических и электрофизических диагностик.

Схема формирования лайнера и методика проведения эксперимента

Принципиальная схема формирования лайнерной оболочки приведена на рис. 1. Плазма, образующая оболочку лайнера, генерируется с помощью дугового разряда и является по сути плазменной струей ионизованного металла, испаренного с поверхности электродов дуги. В данных экспериментах для создания плазменной оболочки использовались висмутовые электроды и соответственно в массовом отношении основным материалом

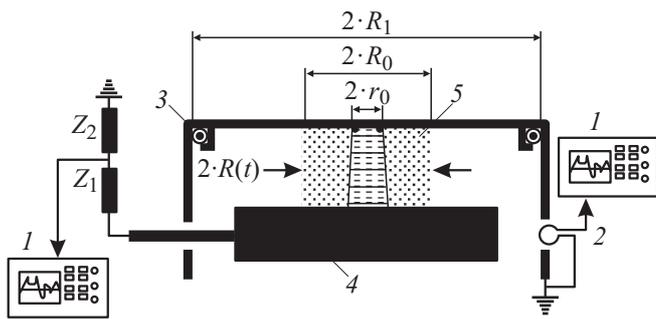


Рис. 1. Схема нагрузки и расположения датчиков тока и напряжения: 1 — осциллограф, 2 — индуктивная петля, 3 — пояс Роговского, 4 — высоковольтный электрод генератора тока ИМРИ-5, 5 — обложка лайнера, $Z_1 = 970 \Omega$, $Z_2 = 1 \Omega$, $R_r = 6.9 \text{ cm}$, $r_0 = 0.25 \text{ cm}$.

лайнера является висмут. Дуга загоралась при коммутации конденсаторной батареи емкостью $C_{arc} = 20 \mu\text{F}$, заряжаемой до напряжения $V_{arc} = 20 \text{ kV}$. Коммутация конденсаторной батареи осуществлялась с помощью управляемого тригatronа, работающего при повышенном давлении осушенного воздуха. Инициация дугового разряда происходит при пробое по поверхности изолятора. Разрядный ток батареи I_{arc} имеет периодический характер. Амплитудное значение тока составляет около 50 кА, при этом период колебаний тока в цепи дугового разряда составляет $30 \mu\text{s}$. Плазменная струя инжестрировалась в межэлектродный зазор сильноточного генератора ИМРИ-5. Сильноточный генератор тока ИМРИ-5 [29,40] представляет собой конденсаторную батарею с запасаемой энергией 7.84 кДж ($V_0 = 70 \text{ kV}$, $C_0 = 3.2 \mu\text{F}$) и обеспечивающую ток в нагрузке с амплитудой до 450 кА и временем нарастания 450 нс в режиме короткого замыкания (КЗ).

Инжекция плазменной струи осуществлялась через коллиматор диаметром 0.5 см. По мере того как материал электродов испаряется и поступает в межэлектродный зазор ИМРИ-5, масса лайнера меняется. Путем подбора задержки между срабатыванием системы дуговых разрядов и сильноточным генератором тока обеспечивается необходимая масса лайнера. Синхронизация генератора ИМРИ-5 и дугового разряда осуществляется с помощью генератора задержек. После того как лайнер с необходимой массой сформирован, происходит срабатывание сильноточного генератора ИМРИ-5. При сжатии лайнера протекающим по нему током генератора $I_g(t)$ на оси системы формируется плотный столб высокотемпературной плазмы. Процесс сжатия лайнеров детально описан в работе [23].

Диагностика

В процессе проведения экспериментов использовалась следующая электрофизическая диагностика (рис. 1): с помощью индуктивных петель измерялись производная тока $dI_{arc}(t)/dt$ дугового разряда и производная

тока генератора ИМРИ-5 $dI_g(t)/dt$, протекающего через сжимающийся пинч; падение напряжения $V(t)$ вблизи расположения лайнера измерялось с помощью активного высокоомного делителя напряжения; пояс Роговского измерял полный ток $I_g(t)$, протекающий через лайнер. Совместное использование пояса Роговского и индуктивной петли позволило нам произвести калибровку токовых датчиков с приемлемой точностью.

Для того чтобы удостовериться в том, что размеры сжимающегося лайнера, определенные с помощью электрофизической диагностики, действительно соответствуют его видимым размерам с помощью 4-х кадровой оптической камеры HSFC-Pro регистрировалось изображение пинча. В подавляющем большинстве выстрелов задержка между кадрами была 20 нс, а экспозиция составляла 3 нс. Для формирования изображения использовался объектив с фокусным расстоянием 30 см. Объектив располагался на расстоянии 167 см от оси пинча. Коэффициент увеличения изображения равен 4.6.

Калибровка высокоомного делителя напряжения

Как отмечалось выше, для регистрации падения напряжения на сжимающемся лайнере мы использовали высокоомный делитель напряжения. Поскольку в измерительной цепи делителя присутствовали вспомогательные согласованные делители напряжения и согласующие сопротивления на осциллографе, возник вопрос о корректности вычисления суммарного коэффициента деления напряжения в измерительной схеме. В связи с этим, чтобы получить объективное значение коэффициента деления, мы калибровали всю схему регистрации целиком с помощью калибровочного импульса. На вход делителя подавался опорный импульс напряжения с амплитудой около 70 В. Одновременно этот же сигнал по параллельному кабелю подавался на второй канал осциллографа, без каких-либо делителей. Таким образом, сравнивая эти два зарегистрированных импульса напряжения, мы получили коэффициент деления активного делителя напряжения $K_{dev} = 7280$ с автоматическим учетом всех промежуточных ступеней ослабления и частичных несогласований.

Важной характеристикой делителя напряжения является временное разрешение. Под временным разрешением подразумевается некий временной параметр τ [41], характеризующий реакцию измерителя напряжения на прямоугольный импульс. Математически данный параметр становится понятен из выражения (1), описывающего фронт регистрируемого напряжения при исходно прямоугольном импульсе напряжения

$$V_2 = \frac{1}{K_{dev}} V_1 (1 - e^{-t/\tau}), \quad (1)$$

где V_1 — измеряемое напряжение, V_2 — напряжение, регистрируемое осциллографом. Величина τ может зависеть от нескольких параметров [41], таких, например,

как емкость и индуктивность соединительных кабелей, паразитной емкости самого делителя, сопротивления и индуктивности верхнего и нижнего плеч. Оценки показали, что в нашем случае τ определяется в основном отношением индуктивности соединительных проводов $L_d \approx 1700$ нН к сопротивлению верхнего плеча $Z_1 = 970 \Omega$:

$$\tau \approx L_d/Z_1 = 1.7 \cdot 10^{-6}/970 \approx 1.7 \text{ ns.} \quad (2)$$

Калибровка пояса Роговского и индуктивной петли

Для регистрации производной тока и самого тока генератора ИМРИ-5, протекающего через лайнер, использовались индуктивная петля и пояс Роговского соответственно. Обычно для калибровки пояса Роговского и петли используют шунты с весьма малым сопротивлением. Основная проблема такого подхода к калибровке в условиях сильноточного генератора ИМРИ-5 состоит в том, что ток генератора слишком велик по амплитуде, и становится весьма проблематично изготовить шунт достаточной мощности. Кроме того, сопротивление шунта при токах порядка несколько сотен килоампер должно быть достаточно низким (на уровне единиц м Ω). При определении такого сопротивления появляется проблема низкой точности измерения. Кроме того, при использовании низкоомных шунтов нельзя пренебрегать и учетом индуктивной составляющей напряжения.

При подготовке данных экспериментов проводилась взаимная калибровка индуктивной петли и пояса Роговского при их совместном рассмотрении. Действительно, при использовании пояса Роговского можно достаточно точно измерить все параметры пояса за исключением поправки, которую необходимо вносить, чтобы учесть дифференциальную составляющую сигнала. Однако, основываясь на том, что индуктивная петля достаточно точно описывает временные характеристики измеряемого импульса, совмещая эти два сигнала по периоду, можно определить и поправку к сигналу с пояса Роговского.

Для расчета тока генератора ИМРИ-5 $I_g(t)$ из сигнала $V_{rog}(t)$, полученного с пояса Роговского, можно использовать следующее уравнение [42]:

$$I_g(t) = \frac{N_{rog} K_r}{Z_{shunt} K_f} V_{rog}(t) + K_{RC} \int V_{rog}(t) dt, \quad (3)$$

где N_{rog} — количество витков пояса Роговского, K_r — коэффициент ослабления делителей в цепи измерения, V_{rog} — напряжение, регистрируемое поясом, Z_{shunt} — сопротивление шунта на выходе из пояса, K_f — коэффициент заполнения поясом длины окружности, на которой установлен пояс, K_{RC} — поправочный коэффициент. В нашем случае $N_{rog} = 680$, $K_r = 14.1$, $Z_{shunt} = 0.4549 \Omega$, $K_f = 0.644$.

Подбирая поправочный коэффициент K_{RC} , можно добиться практически полного согласования периода

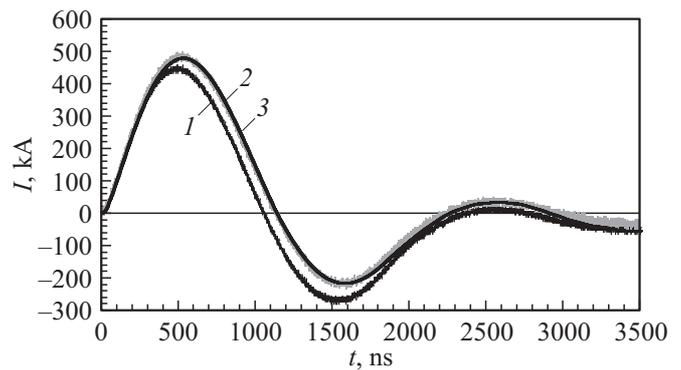


Рис. 2. Оциллограмма тока, полученная: 1 — поясом Роговского без корректировки, 2 — с корректировкой, 3 — нормированный интеграл сигнала петли.

колебаний тока, полученного при интегрировании (4) показаний петли и периода колебаний тока (3), регистрируемого поясом. Значения тока генератора при этом будут соответствовать его истинному значению,

$$I_g(t) = K_{B dot} \int V_{B dot}(t) dt, \quad (4)$$

где $V_{B dot}$ — сигнал с петли, а $K_{B dot}$ — чувствительность индуктивной петли, которая в данном случае, соответствует коэффициенту нормировки.

На рис. 2 приведены оциллограммы тока генератора при его работе в режиме КЗ, иллюстрирующие введение таких поправок. Как видно из рис. 2, оциллограмма тока, полученная поясом Роговского с корректировкой, практически полностью совпадает с нормированным интегралом сигнала с петли. Для определения величины поправочного коэффициента K_{RC} и точности его вычисления мы провели серию выстрелов в режиме КЗ с разными диаметрами короткозамкнутой нагрузки. Длина короткозамкнутой нагрузки не менялась и составляла 1.55 ± 0.05 см. Неопределенность в длине короткозамкнутой нагрузки обусловлена вакуумным ходом и скользящим контактом. В таблице приведены значения поправочного коэффициента K_{RC} и чувствительности индуктивной петли $K_{B dot}$ для выстрелов в режиме КЗ при различных значениях диаметра короткозамкнутой нагрузки.

Из данных таблицы видно, что разброс в значении поправочного коэффициента K_{RC} очень мал (десятые доли процента), а разброс чувствительности индуктивной петли $K_{B dot}$ не превышает 1.5%.

Восстановление начального распределения плотности вещества лайнера

Для восстановления начального распределения плотности вещества лайнера использовалась модель снежного плуга (snow plow) [4,37–39] и данные, полученные

Значения подгоночного коэффициента K_{RC} и чувствительности индуктивной петли K_{Bdot} для выстрелов в режиме КЗ при различных значениях диаметра короткозамкнутой нагрузки

Диаметр КЗ, см	Значение подгоночного коэффициента K_{RC} , $10^5 \Omega^{-1} \cdot s^{-1}$	Чувствительность индуктивной петли K_{Bdot} , $10^9 \Omega^{-1} \cdot s^{-1}$
1	2.7	112.56
2	2.7	113.83
4	2.7	111.53
5.4	2.7	111.42
13.8	2.7	111.79
Среднее:	2.7	112.23 ± 1.60

с помощью электрофизических измерений. Рассмотрим более детально процесс сжатия лайнера.

Допустим, что при протекании тока генератора $I_g(t)$ через плазменную струю на ее внешней границе формируется токовый слой с эффективным радиусом $R(t)$ (рис. 1). Тогда напряжение $V(t)$, возникающее на участке цепи, где производится его измерение, будет равно

$$V(t) = I_g(t)z(t) + \frac{d(L(t)I_g(t))}{dt}, \quad (5)$$

где $z(t)$ — активное сопротивление, а $L(t) = L_0 + L_p(t)$ — индуктивность, состоящая из L_0 — постоянной индуктивности участка цепи от места измерения падения напряжения до лайнера и $L_p(t)$ — индуктивности самого сжимающегося пинча. Величину производной тока $dI_g(t)/dt$ и величину самого тока $I_g(t)$ получаем, используя калиброванную индуктивную петлю. Напряжение $V(t)$ измеряем калиброванным активным делителем. Таким образом, из уравнения (1) можно оценить величины $L(t)$ и $dL(t)/dt$. Кроме того, величины $L(t)$ и $dL(t)/dt$ можно определить из анализа изображений сжимающегося пинча, полученных с помощью покадровой съемки. Зная геометрию расположения электродов, имея изображение плазменного столба с известными размерами, и допуская, что видимая граница свечения совпадает с границей токового слоя, можно определить индуктивность токовой оболочки пинча. Вопрос о том, насколько изображение, полученное в оптическом диапазоне с помощью покадровой съемки, соответствует реальным границам протекания тока по плазменной оболочке, можно решить при совместном рассмотрении и анализе полученной величины $L(t)$, как из осциллографических, так и из оптических измерений.

Действительно, поскольку индуктивность лайнера жестко связана с его размерами, то для геометрии, в которой проводились данные эксперименты (рис. 1), индуктивность токового слоя можно выразить как

$$L(t) = L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} l \ln(R_r/R(t)), \quad (6)$$

где $R(t)$ — радиус плазменной оболочки, R_r — радиус обратного токопровода, L_0 — индуктивность участка цепи от места измерения падения напряжения до лайнера

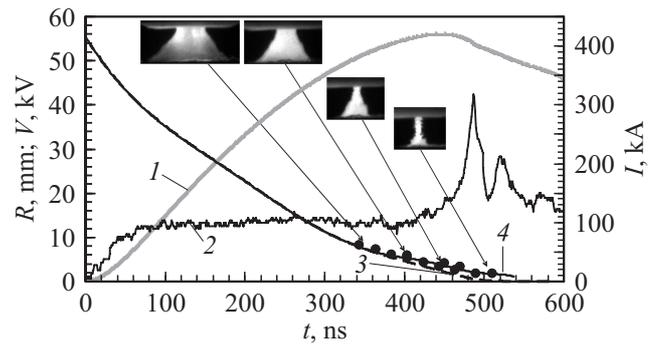


Рис. 3. Расчет зависимости радиуса висмутового лайнера от времени: 1 — осциллограмма тока $I_g(t)$, 2 — осциллограмма напряжения $V(t)$, 3 — расчетная кривая радиуса $R(t)$, полученная по формуле (6), исходя из индуктивности пинча, 4 — расчетная аппроксимация радиуса $R(t)$ с учетом размеров пинча, полученных с помощью покадровой съемки. Выстрел Ps 763.

(в нашем случае $L_0 = 4.3$ нГн, l — длина лайнера (в нашем случае $l = 1$ см), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная проницаемость). Соответственно радиус лайнера будет определяться выражением

$$R(t) = R_r \exp\left\{-\frac{2\pi(L(t) - L_0)}{l\mu_0}\right\}. \quad (7)$$

Отметим, что выражения (6), (7) справедливы для случая, когда сжимаемая оболочка лайнера представляет собой цилиндр. Однако, как можно видеть из рис. 3, в реальности форма сжимаемого лайнера только в финальной стадии близка к цилиндрической, а на протяжении большей части сжатия представляет собой некий усеченный конус. Как показывают численные расчеты, индуктивность такого усеченного конуса с хорошей точностью (в геометрии наших экспериментов погрешность менее 1%) совпадает с индуктивностью цилиндра, радиус которого равен радиусу усеченного конуса на полувысоте. Поэтому для адекватного математического описания такой нагрузки в расчетах брался усредненный радиус плазменной оболочки.

Величину индуктивности пинча мы можем определить из выражения (5)

$$L(t) = I_g^{-1}(t) \int (V(t) - I_g(t)z(t)) dt. \quad (8)$$

В работе [43] показано, что аргоновый лайнер имеет пренебрежимо малое сопротивление на протяжении основной части сжатия (применимость данного допущения в нашем случае будет обосновано в следующем параграфе). Тогда выражение (8) приобретает упрощенный вид

$$L(t) = I_g^{-1}(t) \int V(t) dt. \quad (9)$$

Делая такое упрощение, необходимо помнить, что при появлении заметного сопротивления плазмы $z(t)$ выражение (9) даст завышенную величину $L(t)$, что, согласно (7), даст заниженные значения $R(t)$. Иными словами,

если диаметр пинча (7), определенный по индуктивности из выражения (9) без учета величины $I_g(t)z(t)$, в какой-то момент начнет становиться меньше видимого размера светящейся оболочки пинча, то это можно трактовать, как появление заметного активного сопротивления пинча $z(t)$. В данной ситуации вычислять диаметр лайнера только из величины его индуктивности становится не корректно и далее следует руководствоваться данными, получаемыми из оптической диагностики. Однако при отсутствии у лайнера заметного сопротивления, его видимый размер и размер пинча, определенный из выражения (7), должны совпадать. Это косвенным образом будет подтверждать правильность нахождения границ токового слоя. В свою очередь, превышение размера пинча, определенного по формуле (7), над его видимыми размерами будет свидетельствовать о частичном переключении тока на периферийные плазменные структуры, которые на оптических изображениях могут быть незаметны из-за своей малой плотности.

Если с помощью выражения (7) найти зависимость радиуса токовой оболочки $R(t)$ от времени, то при известной временной зависимости тока, используя snow plow-модель, можно определить начальное распределение вещества в оболочке $\rho(R)$ и полную массу лайнера. В snow plow-модели плазменный лайнер представляет собой бесконечно тонкую оболочку, сжимающуюся под действием магнитного давления. Формально snow plow-модель описывает распространение ударной волны в веществе с показателем адиабаты, равным единице, т.е. с бесконечным сжатием вещества за фронтом ударной волны. Основным уравнением модели snow plow является закон сохранения импульса, который при ускорении оболочки с погонной массой $m(t)$ под воздействием силы магнитного давления со стороны протекающего по нему тока $I_g(t)$ имеет вид [37,38]

$$\frac{d(m(t)v(t))}{dt} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_g^2(t)}{R(t)}. \quad (10a)$$

Второе уравнение описывает изменение массы оболочки (закон сохранения массы)

$$\frac{dm(t)}{dt} = -2\pi \rho(R)v(t)R(t), \quad (10b)$$

где $\rho(R)$ — начальное распределение плотности вещества. Уравнение, описывающее изменение радиуса, имеет вид

$$\frac{dR(t)}{dt} = v(t). \quad (10c)$$

Начальные условия при решении системы уравнений (10a)–(10c): $m(t=0) = 0$, $v(t=0) = 0$, $R(t=0) = R_0$ — начальный радиус оболочки.

Обычно при решении задачи по snow plow-модели для системы уравнений (10a)–(10c) считается, что $\rho(R)$ является заданной функцией пространственной координаты. В нашем случае $\rho(R)$ является искомой функцией.

Продифференцировав левую часть уравнения (10a), получим

$$\frac{dm(t)}{dt} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_g^2(t)}{R(t)v(t)} - \frac{m(t)}{v(t)} \frac{dv(t)}{dt}. \quad (11)$$

Так как зависимости радиуса токовой оболочки $R(t)$ и его производных ($v(t) = dR(t)/dt$ и $dv(t)/dt$) известны из уравнений (7), а ток $I_g(t)$ из осциллографических измерений, то в уравнении (11) лишь одна неизвестная величина $m(t)$. Таким образом, интегрируя (11), можно восстановить зависимость массы токовой оболочки от времени, а с помощью выражения (10b) — начальное распределение плотности $\rho(R)$ и полную погонную массу пинча:

$$M_{pinch} = 2\pi \int_0^{R_0} r \rho(r) dr. \quad (12)$$

На рис. 3 приведены результаты, полученные при совместном рассмотрении оптических и электрофизических измерений для висмутовой плазменной струи с диаметром коллиматора плазменного потока $d_0 = 2r_0 = 0.5$ см. На рис. 3 кружочками показан радиус внешней границы лайнера (на полувысоте), определенный по оптическим изображениям, взятым из трех последовательных выстрелов (Ps 763–Ps 765) в одинаковых условиях. Во всех этих выстрелах сжатие лайнера происходило за время $t_{impl} = 504$ ns. На этом же рисунке для одного из этих выстрелов (Ps 763) приведены: осциллограмма тока, протекающего через сжимающийся пинч $I_g(t)$; осциллограмма измеряемого напряжения $V(t)$; расчетная кривая радиуса $R(t)$, полученная по формуле (7), исходя из индуктивности пинча; расчетная аппроксимация радиуса $R(t)$ с учетом размеров пинча, полученных с помощью покадровой съемки.

Хорошее соответствие радиуса токового слоя, определенного исходя из индуктивности лайнера и по его изображению вплоть до 350 ns, свидетельствует, с одной стороны, о корректности такого подхода, и с другой — подтверждает предположение об отсутствии у такого лайнера сколько-нибудь заметного омического сопротивления. Однако после 350 ns радиус лайнера, полученный исходя из его индуктивности, начинает все больше и больше отклоняться от наблюдаемых размеров. Как уже отмечалось выше, это означает, что после 350 ns у такого пинча появляется заметное сопротивление и соответственно кривая $R(t)$ требует корректировки. В расчетах для такой корректировки использовались полиномы шестого порядка (кривая 4 на рис. 3).

При численном расчете начального профиля плотности вещества оболочки лайнера возникает вопрос, связанный с ограничением на применимость такого подхода. Дело в том, что рассматриваемая модель не учитывает разогрева вещества в процессе сжатия и возникновения противодействия, направленного против действия сил электромагнитного сжатия. Вследствие этого в расчетах

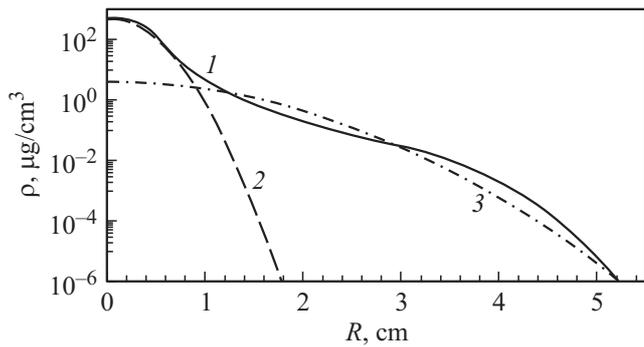


Рис. 4. Расчетные кривые: 1 — распределение плотности вещества в струе висмутовой плазмы, полученное исходя из экспериментальных данных, 2 — профиль нормального распределения плотности при $\sigma_1^2 \approx 0.08 \text{ cm}^2$, $\rho_1 \approx 500 \text{ μg/cm}^3$, 3 — профиль нормального распределения плотности при $\sigma_2^2 \approx 1 \text{ cm}^2$, $\rho_2 \approx 4 \text{ μg/cm}^3$.

финальной стадии сжатия наблюдается резкий скачок кривой плотности, который не имеет физического смысла. Поэтому расчеты начального распределения плотности вещества ограничивались радиусом, равным размеру коллиматора, через который инжектируется плазма. При меньших радиусах считалось, что плотность остается постоянной. Это допущение незначительно отражается на суммарной вычисляемой массе пинча (из-за малого размера коллиматора).

Радиальный профиль начального распределения плотности, восстановленный по описанной методике, представлен на рис. 4. Этот профиль можно аппроксимировать двумя гауссовыми кривыми с различной дисперсией:

$$\rho(r) \approx \sum_i \rho_i \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_i^2}\right), \quad (13)$$

где $\sigma_1^2 \approx 0.08 \text{ cm}^2$, $\rho_1 \approx 500 \text{ μg/cm}^3$, $\sigma_2^2 \approx 1 \text{ cm}^2$, $\rho_2 \approx 4 \text{ μg/cm}^3$. Такое распределение плотности, очевидно, обусловлено тем, что плазма, инжектируемая из вакуумного-дугового разряда, состоит из атомов и ионов с существенно различными атомными массами. Вероятно, что в основной пик плотности наибольший вклад дают ионы висмута, из которого изготовлен катод, а вклад во вторую гауссову кривую обусловлен веществом изолятора, вблизи поверхности которого горит вакуумная дуга. Изолятор выполнен из капролона, в состав которого входят в основном углерод и водород. Если предположить, что все ионы (ионы висмута и ионы, образовавшиеся из вещества изолятора) имеют одинаковую температуру, то квадраты их тепловых скоростей должны быть обратно пропорциональны их атомным массам. В свою очередь, очевидно, что дисперсия каждого из распределений определяется квадратом тепловых скоростей ионов, дающих вклад в это распределение, т. е. она должна быть обратно пропорциональна атомной массе соответствующего вещества. В нашем случае

отношение дисперсий двух распределений составляет $\sigma_1^2/\sigma_2^2 \approx 0.08$. Отношение атомных масс углерода и висмута также близко к 0.07. Из этого можно сделать вывод, что первое из двух гауссовых распределений в выражении (13) обусловлено ионами висмута, а второе — ионами углерода. Вклад водорода в распределение плотности, по-видимому, несущественен из-за его малой атомной массы.

Подставив в (12) распределение плотности в виде (13), получим погонную массу лайнера

$$M_{pinch} \approx 2\pi \sum_i \rho_i \sigma_i^2. \quad (14)$$

Выражение (14) показывает, что основной вклад в погонную массу пинча (приблизительно 90%) дает висмут, а вклад вещества, испаренного с поверхности изолятора (углерод), составляет приблизительно 10%.

То, что начальное распределение плотности плазменно-металлических лайнеров описывается не одним гауссовым распределением, а суммой двух распределений, по-видимому, и объясняется их относительно устойчивое сжатие (рис. 3 и результаты, представленные в работах [35,36]). В этом случае, как и отмечалось в работах [35,36], устойчивость сжатия плазменно-металлических лайнеров обусловлена механизмом snow plow-стабилизации [34].

Обсудим, чему соответствует распределение, представленное на рис. 4. Восстановленное по результатам осциллографических измерений распределение (13) зависит только от радиуса, однако реальное же распределение плотности вещества имеет существенную зависимость не только от координаты r , но и от координаты z . Поэтому начальное распределение плотности (13) можно рассматривать лишь как некую усредненную зависимость, которая, вероятно, реализуется в середине плазменного столба. Естественно, что методика восстановления плотности, использованная в настоящей работе, не позволяет восстановить зависимость от координаты z . Однако можно сделать некоторые предположения относительно этой зависимости. Так как дисперсия гауссова распределения оказалась пропорциональной квадрату тепловой скорости ионов, то, вероятно, каждая из величин $\sigma_i \sim z$ в предположении, что погонная масса пинча постоянна вдоль z , должна быть пропорциональна $\rho_i \sim z^{-2}$.

Заключение

Предложенная методика дает возможность восстановить средний начальный профиль плотности оболочки лайнеров по экспериментальным осциллограммам тока, производной тока и напряжения с коррекцией радиуса пинча в финальной стадии сжатия по его оптическим изображениям.

Средний радиальный профиль начального распределения плотности плазменно-металлических лайнеров, восстановленный по этой методике, можно аппроксимировать двумя гауссовыми кривыми с различной дисперсией.

В основной пик начального распределения плотности наибольший вклад дают ионы висмута, из которого изготовлен катод, а вклад во вторую гауссову кривую обусловлен веществом изолятора, вблизи поверхности которого горит вакуумная дуга.

Дисперсия каждого из гауссовых распределений определяется квадратом тепловых скоростей ионов, дающих основной вклад в это распределение.

В рассмотренном случае основной вклад в погонную массу пинча (приблизительно 90%) дает вещество, из которого изготовлен катод (висмут), а вклад вещества, испаренного с поверхности изолятора (углерод), составляет приблизительно 10%.

Устойчивость сжатия плазменно-металлических лайнеров обусловлена механизмом snow plow-стабилизации, который реализуется за счет того, что начальное распределение плотности является суммой двух гауссовых кривых.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-00382-а.

Список литературы

- [1] Haines M.G. // *Plasm. Phys. Control. Fus.* 2011. Vol. 53. P. 093 001.
- [2] Браницкий А.В., Александров В.В., Грабовский Е.В., Заживихин В.В., Зурин М.В., Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л., Олейник Ж.М., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Федулов М.В. // *Физика плазмы.* 1999. Т. 25. С. 976–982.
- [3] Liberman M.A., De Groot J.S., Toor A., Spielman R.B. // *Physics of High-Density Z-Pinch Plasmas.* 1999. Springer.
- [4] Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K. // *Rev. Modern Phys.* 2000. Vol. 72. P. 167.
- [5] Pereira N.R., Davis J. // *J. Appl. Phys.* 1988. Vol. 64. P. R1–R27.
- [6] Jones B., Deeney C., Coverdale C.A. et al. // *J. Quant. Spectr. & Radiat. Transfer.* 2006. Vol. 99. N 1. P. 341–348.
- [7] Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Y., Oreshkin V.I. et al. // *Laser and Particle Beams.* 2003. Vol. 21. N 2. P. 255–264.
- [8] Coverdale C.A., Deeney C., Velikovich A.L. et al. // *Phys. Plasm.* 2007. Vol. 14. P. 056 309.
- [9] Калинин Ю.Г. // *Физика плазмы.* 2003. Т. 29. № 7. С. 618.
- [10] Klir D., Shishlov A.V., Kubes P. et al. // *Phys. Plasm.* 2012. Vol. 19. N 3. P. 032 706.
- [11] Smirnov V.P. // *Plasm. Phys. Control. Fusion.* 1991. Vol. 33. N 13. P. 1697–1714.
- [12] Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В. // *Письма в ЖЭТФ.* 2005. Т. 81. В. 9. С. 556–562.
- [13] Mazarakis M.G., Cuneo M.E., Stygar W.A. et al. // *Phys. Rev. E.* 2009. Vol. 79. P. 016 412.
- [14] Coverdale C.A., Jones B., Ampleford D.J. et al. // *High Energy Density Phys.* 2010. Vol. 6. P. 143–152.
- [15] Mitrofanov K.N., Grabovski E.V., Oleinik G.M. et al. // *Plasm. Phys. Rep.* 2012. Vol. 38. N 10. P. 797–819.
- [16] Knapp P.F., Greenly J.B., Gourdain P.A. et al. // *Phys. Plasm.* 2010. Vol. 17. P. 012 704.
- [17] Harvey-Thompson A.J., Lebedev S.V., Burdiak G. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. PRL 106. P. 205 002.
- [18] Kroupp E., Osin D., Starobinets A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. PRL 98. P. 115 001.
- [19] Baksht R.B., Fedunin A.V., Labetsky A.Yu. et al. // *Plasm. Phys. Control. Fusion.* 2001. Vol. 43. N 7. P. 849–859.
- [20] Coverdale C.A., Deeney C., Velikovich A.L. et al. // *Phys. Plasm.* 2007. Vol. 14. P. 022 706.
- [21] Лабецкий А.Ю., Кокшениев В.А., Курмаев Н.Е. и др. // *Физика плазмы.* 2008. Т. 34. № 2. С. 1–12.
- [22] Shishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovskiy S.A. et al. // *IEEE Trans. Plasm. Sci.* 2007. Vol. 35. N 3. P. 592–600.
- [23] Shishlov A.V., Baksht R.B., Chaikovskiy S.A. et al. // *Plasm. Dev. Operations.* 2005. Vol. 13. N 2. P. 81–85.
- [24] Labetsky A.Y., Baksht R.B., Oreshkin V.I. et al. // *IEEE Trans. Plasm. Sci.* 2002. Vol. 30. N 2. P. 524–531.
- [25] Rousskikh A.G., Baksht R.B., Labetsky A.Yu. et al. // *Plasm. Phys. Reports.* 2001. Vol. 27. N 7. P. 549–556.
- [26] Shishlov A.V., Baksht R.B., Fedunin A.V. et al. // *Phys. Plasm.* 2000. Vol. 7. N 4. P. 1252.
- [27] Rousskikh A.G., Baksht R.B., Shishlov A.V. et al. // *Plasm. Phys. Reports.* 1999. Vol. 25. N 7. P. 527–539.
- [28] Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. et al. // *Phys. Plasm.* 2014. Vol. 21. P. 052 701.
- [29] Русских А.Г., Бакут Р.Б., Жигалин А.С. и др. // *Физика плазмы.* 2012. Том 38. № 8. С. 651–664
- [30] Русских А.Г., Шишлов А.В., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Бакут Р.Б. // *ЖТФ.* 2010. Т. 80. Вып. 11. С. 73–81.
- [31] Baksht R.B., Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. // *IEEE Trans. Plasm. Sci.* 2013. Vol. 41. N 1.
- [32] Русских А.Г., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Чайковский С.А., Бакут Р.Б., Земсков Ю.А. // *Изв. вуз. Физика.* 2014. Т. 57. № 3–3. С. 234–237.
- [33] Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., Chaikovskiy S.A., Labetskaya N.A., Baksht R.B. // *Phys. Plasm.* 2011. Vol. 18. N 9. P. 092 707.
- [34] Velikovich A.L., Cochran F.L., Davis J. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. Vol. 77. P. 853.
- [35] Rousskikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., Labetskaya N.A., Chaikovskiy S.A., Batrakov A.V., Yushkov G.Yu., Baksht R.B. // *Phys. Plasm.* 2014. Vol. 21. P. 052 701.
- [36] Жигалин А.С., Русских А.Г., Бакут Р.Б., Чайковский С.А., Лабецкая Н.А., Орешкин В.И. // *Письма в ЖТФ.* 2015. Т. 41. Вып. 11. С. 86–93.
- [37] Леонтович М.А., Осовец С.М. // *Атомная энергия.* 1956. Т. 3. С. 81.
- [38] Oreshkin V.I. // *Phys. Plasm.* 2013. Vol. 20. N 11. P. 112 505.
- [39] Apruzese J.P., Whitney K.G., Davis J., Kepple P.C. // *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer.* 1997. Vol. 57. N 1. P. 41.
- [40] Русских А.Г., Орешкин В.И., Лабецкий А.Ю., Чайковский С.А., Шишлов А.В. // *ЖТФ.* 2007. Т. 77. Вып. 5. С. 35–40.
- [41] Климов А.И. // *Экспериментальные методы в сильноточной электронике.* 2009. Томск: Изд-во Томского политех. ун-та. 229 с.
- [42] *Описание лабораторных работ. Ч. 3. Электричество и магнетизм.* Новосибирск: Изд-во НГУ, 1988.
- [43] Murphy D.P., Allen R.J., Weber B.V., Phipps D.G., Comisso R., Apruzese P., Mosher D. // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. Vol. 79. P. 10E 306.