

УДК 537.523

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ БЕЗРАЗМЕРНЫЙ КОМПЛЕКС, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ДИНАМИКУ СЖАТИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО Z-ПИНЧА В ГАЗЕ

У. Юсупалиев

Для начальной стадии сжатия цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе на основе энергетического баланса разряда получено безразмерное уравнение относительного радиуса его плазменного шнура, содержащее обобщенную переменную – многопараметрический комплекс Ξ , определяющий динамику сжатия разряда, и являющееся результатом обобщения опытных данных. Показано, что экспериментальная зависимость относительной максимальной температуры плазменного шнура от комплекса Ξ имеет тенденцию к насыщению, что связано с быстрым ростом интенсивности излучения Z-пинча в дейтерии при сжатии такого шнура.

Известно, что решение многих прикладных задач на основе разрядов значительно упрощается, если найдены их многопараметрические безразмерные комплексы – обобщенные переменные, составленные из независимых определяющих параметров [1–3]. В частности, такие переменные для импульсных сильноточных разрядов с цилиндрической симметрией в неограниченном плотном газе установлены в работе [4], что позволило определить аналитическую зависимость обобщенной начальной скорости расширения разрядного канала от этих переменных, не решая системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных [5]. В [5] также показано, что найденная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Что касается обобщенных переменных – многопараметрических безразмерных комплексов цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе, то они остаются неизвестными [6–19].

Целью данной работы является установление указанных комплексов на основе рассмотрения баланса энергии Z -пинча для определения оптимальных условий его работы в качестве импульсных источников излучения.

1. Известно, что импульсные разряды в газах в общем виде описываются интегродифференциальными уравнениями в частных производных [6–8, 20–22]. Обычно для решения прикладных задач на основе таких разрядов в газах достаточно получить уравнения, связывающие их интегральные характеристики. Такие уравнения, как правило, являются обыкновенными дифференциальными уравнениями, что существенно упрощает решение задачи. Таким уравнением для цилиндрически-симметричного Z -пинча в газе является усредненное уравнение движения:

$$\frac{d}{dt} \left[m_1 \frac{dR}{dt} \right] = -\frac{J^2(t)}{c^2 R} + 2\pi R p, \quad (1)$$

$$R(0) = R_0,$$

впервые полученное на основе опытных данных Леонтовичем М. А. и Осовцом С. М [9], где $m_1 = \rho_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$ – погонная масса плазмы, захваченной магнитным поршнем, R – радиус плазменного шнура, R_0 – радиус разрядной камеры, ρ_0 – плотность рабочего газа, p – газокINETическое давление плазменного шнура, $J(t)$ – разрядный ток, t – текущее время, c – скорость света в вакууме. Это уравнение связывает радиус плазменного шнура R и такие интегральные характеристики Z -пинча, как $J(t)$, R_0 , ρ_0 и начальное давление рабочего газа p_0 .

Уравнение (1) не учитывает омический нагрев плазмы, дополнительный ее ударный нагрев и затраты на ионизацию газа. Поэтому мы получим уравнение относительно переменной R на основе баланса энергии цилиндрически-симметричного Z -пинча в газе с учетом затрат на ионизацию газа, омического и ударного нагрева плазмы. Опыт показывает [7, 10–19], что на начальной стадии сжатия такого Z -пинча в его энергетическом балансе энергией излучения можно пренебречь.

Согласно работе [10], для начальной стадии сжатия цилиндрически-симметричного Z -пинча баланс мощностей имеет вид:

$$JU = \frac{dW_M}{dt} + A + J^2 r_0, \quad (2)$$

где U – падение напряжения на разрядном промежутке, $W_M = \int \int \int \frac{B^2}{8\pi} d\Omega$ – энергия магнитного поля разряда, $A = \int \int \int v_r [jB] d\Omega$ – работа электродинамических сил в единицу

времени, $r_0(t)$ – омическое сопротивление разряда, v_r – радиальная скорость частиц плазмы, $j(t, r)$ – плотность разрядного тока, $B(t, r)$ – индукция магнитного поля, Ω – объем разряда. При пренебрежении токами смещения величины j и B связаны уравнением Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (3)$$

Так как процесс сжатия плазменного шнура (слоя) является импульсным процессом, то интерес представляет баланс энергии разряда к данному моменту времени t . Для оценки различных вкладов в баланс энергии учтем опытный факт, что отрыв плазменного слоя от стенки камеры происходит в тот момент t_1 , когда магнитное давление p_M разрядного тока станет больше газокINETического давления плазмы p_P . Проинтегрировав по времени уравнение (2), получим:

$$\int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi = W_M + \int_{t_1}^t A(\xi) d\xi + \int_{t_1}^t J^2(\xi) r_0(\xi) d\xi. \quad (4)$$

Используя уравнение движения (1), в [13] работа электродинамических сил определена в следующем виде:

$$\int A(\xi) d\xi = E_K + \frac{1}{2} \int \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm(R(\xi)), \quad (5)$$

где $E_K = \frac{mv^2}{2}$ – кинетическая энергия захваченной магнитным поршнем массы плазмы $m = \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$, l_0 – длина разрядной камеры. Второй член в правой части (5) представляет собой тепло, выделяющееся при захвате плазмы в процессе сжатия. И так, из уравнений (4) и (5) следует, что при сжатии плазменного шнура (слоя) его нагрев происходит за счет протекания тока и работы электродинамических сил. Для определения

конкретного вида выражения величин $\int_{t_1}^t J^2(\xi) r_0(\xi) d\xi$, $\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$ и

W_M используем опытные данные. При определении выражения $\frac{1}{2} \int_{t_1}^t \left(\frac{dR(\xi)}{d\xi} \right)^2 dm_1(R(\xi))$

учтем опытный факт, что при сжатии плазменного шнура (слоя) магнитным поршнем захватывается не вся масса плазмы, а только ее часть $m_1 = \eta \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2(t))$, где η – доля захваченной магнитным поршнем массы плазмы ($0 < \eta < 1$).

Из опытных данных работ [10–19] следует, что при начальном давлении рабочего газа в разрядной камере $1.33 \text{ Па} \leq p_0 \leq 1330 \text{ Па}$, токе $J \sim 0.7 \cdot 10^5 - 1.0 \cdot 10^6 \text{ А}$ и

начальной скорости его нарастания $F \geq 10^{10}$ А/с после пробоя разрядного промежутка при выполнении условия $p_M/p_P \geq 1$ происходит сжатие плазмы – под действием собственного магнитного поля разрядного тока. При этом в зависимости от величин F и J следует различать два случая – слабого и сильного скин-эффекта. Для значений $F \sim (1-7) \cdot 10^{10}$ А/с и $J \sim (0.7-1.0) \cdot 10^5$ А скин-эффект выражен слабо ($\delta/R_0 \sim 0.5-1.0$), т.е. величины плотности разрядного тока $j_Z(r)$ и индукции магнитного поля $B(r)$ в сторону к стенке разрядной камеры увеличиваются плавно (δ – толщина скин-слоя) [15–19]. А для значений $F \geq 10^{11}$ А/с и $J \sim 10^5 - 10^6$ А скин-эффект выражен сильно: $\delta/R_0 \ll 1$ [10–14]: разрядный ток сосредоточен в основном вблизи стенки разрядной камеры. Отсюда следует, что для указанных случаев при росте разрядного тока локальная сила, действующая на ток, всегда больше вблизи стенки разрядной камеры, чем внутри нее. Поэтому при приросте тока в определенный момент времени t_1 магнитное давление вблизи стенки разрядной камеры становится больше величины газокINETического давления плазмы. При значениях величины $F \sim (1-7) \cdot 10^{10}$ А/с начинается сжатие плазменного столба вблизи этой стенки, а при $F \geq 10^{11}$ А/с – сжатие цилиндрического слоя плазмы.

Из вышеизложенного следует, что чем больше величина начальной скорости нарастания тока F , тем меньше толщина скин-слоя δ . Оценочную формулу для зависимости $\delta = \varphi(F)$ можно найти в работе [7].

При значениях $F \sim (1-7) \cdot 10^{10}$ А/с и $J \sim (0.7-1.0) \cdot 10^5$ А начальная скорость сжатия V_{in} плазменного шнура разряда в аргоне и неоне составляет $(5-12) \cdot 10^3$ м/с [15–18], а при $F \geq 10^{11}$ А/с и $J \sim 10^5 - 10^6$ А величина V_{in} в водороде и дейтерии – $(1.0-4.6) \cdot 10^4$ м/с [10–14]. Поэтому авторами работы [7] Z-пинчи, имеющие начальные параметры $F \sim 10^{11} - 10^{12}$ А/с и $J \sim 10^5 - 10^6$ А, названы быстрыми. Следуя этой терминологии, Z-пинчи в газе, имеющие начальные параметры $F \sim (1-7) \cdot 10^{10}$ А/с и $J \sim (0.7-1.0) \cdot 10^5$ А, назовем медленными. Отсюда видно, что величина скорости V_{in} намного больше скорости звука в плазме, находящейся впереди сжимающегося плазменного слоя, и поэтому перед этим слоем образуется сходящаяся к центру разряда цилиндрическая ударная волна (УВ). “Поршнем” этой волны является плазменный слой, на который действуют электродинамические силы. Характерно, что начальное число Маха такой УВ составляет $M \geq 15 - 95$ [10–19]. Согласно данным работы [23], при таких числах Маха газ за фронтом УВ сильно ионизован.

В связи с этим заметим, что еще И. В. Курчатов [24] впервые на основе экспериментальных данных показал, что работа электродинамических сил расходуется на сообще-

ние кинетической энергии сходящемуся цилиндрическому слою плазмы и под действием таких сил образуется цилиндрическая ударная волна, сходящаяся к оси разрядной камеры. При движении этой волны газ увлекается вместе с плазмой, и одновременно с этим происходит дополнительная ионизация его атомов.

Итак, мы приходим к выводу, что за счет работы электродинамических сил плазменный слой приобретает кинетическую энергию E_K , происходит его ударный дополнительный нагрев E_H и дополнительная ионизация ΔI вовлекаемого в разряд плазмы газа, а также совершается работа против давления газа, находящегося перед фронтом ударной волны A_P :

$$\int_{t_1}^t A(\xi) d\xi = E_K + E_H + \Delta I + A_P. \quad (6)$$

Как показывает опыт, на начальной стадии сжатия цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе рост скорости сжатия V_{in} практически невелик, и можно считать $V_{in} \approx \text{const}$. Тогда и давление плазменного слоя также можно считать $p \approx \text{const}$. На основе этих приближений можно получить формулы для искомым величин E_K , E_H , ΔI , A_P .

Конечным результатом джоулева нагрева и ударного нагрева плазменного слоя является повышение его тепловой энергии. На основании этого можем написать следующее соотношение:

$$\int_{t_1}^t J^2 r_0 dt + E_H = \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) p l_0 \pi (R_0^2 - R^2) - \left(\frac{1}{\gamma_0 - 1} \right) p_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (7)$$

где γ_0 – показатель адиабаты рабочего газа, γ_d – показатель адиабаты плазмы. Кроме того, считая, что магнитным поршнем захватывается только часть газа, величины E_K , ΔI и A_P определим следующим образом:

$$E_{кин} = \eta \rho_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (8)$$

$$\Delta I = \alpha n_0 l_0 \pi (R_0^2 - R^2) I_{eff}, \quad (9)$$

$$A_P = (p - p_0) l_0 \pi (R_0^2 - R^2), \quad (10)$$

где α – средняя степень ионизации плазменного слоя, I_{eff} – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа.

Из соотношений (4)–(10) видно, что если найти связь между давлением p и радиусом плазменного шнура (слоя) $R(t)$, то уравнение баланса энергии (3) можно свести к

уравнению с одной переменной относительно $R(t)$. Для этого воспользуемся известной связью между скоростью ударной волны V_{sw} и скоростью ее поршня V_P [25]:

$$V_{sw} = \frac{\gamma_0 + 1}{4} V_P \left[1 + \left(1 + \frac{16c_0^2}{(\gamma_0 + 1)^2 V_P^2} \right)^{1/2} \right], \quad (11)$$

где c_0 – скорость звука в плазме, находящейся перед фронтом УВ. Из опытных данных известно, что $M \gg 1$, и тогда из (11) получаем:

$$V_{sw} \cong \frac{\gamma_0 + 1}{2} V_P. \quad (12)$$

Выражение (12) позволяет связать давление за фронтом УВ p со скоростью магнитного поршня $V_P = dR(t)/dt$ следующим образом:

$$p = \frac{\gamma_0 + 1}{2} \rho_0 V_P^2 - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0. \quad (13)$$

Непосредственные измерения напряжения на разрядном промежутке $U(t)$, разрядного тока $J(t)$ и распределения индукции магнитного поля в различные моменты времени $B(t, r)$ показывают, что энергия $\int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi$, вложенная в разряд, и энергия магнитного поля разряда $W_M(t)$ до момента достижения максимальной скорости сжатия V_{max} связаны между собой следующим простым соотношением:

$$W_M(t) \approx k_0 \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (14)$$

где k_0 – коэффициент пропорциональности. Так, в условиях эксперимента [10] (зарядное напряжение $U_0 = 40$ кВ, давление дейтерия в камере $p_0 = 6.65$ и 26.6 Па, $R_0 = 20$ см и $l_0 = 90$ см, $F \approx 2 \cdot 10^{11}$ А/с) и [12] ($U_0 = 100$ кВ; давление дейтерия в камере $p_0 = 6.65$ Па, $R_0 = 20$ см, $l_0 = 50$ см, $F \approx 10^{12}$ А/с) до моментов достижения максимальной скорости сжатия величина коэффициента k_0 в среднем составляет $\sim 0.33 - 0.39$, а в условиях работы [18] ($U_0 = 25$ кВ, давление аргона $p_0 = 212.8$ Па, $R_0 = 4.5$ см, $l_0 = 30$ см, $F \approx 1.7 \cdot 10^{10}$ А/с) величина k_0 за первый полупериод разрядного тока – ~ 0.45 . Для условий нашей работы ($U_0 = 15 - 35$ кВ, давление аргона $p_0 = (26.6 - 266)$ Па, $R_0 = 9.5$ см, $l_0 = 30$ см, $F \approx (1 - 7) \cdot 10^{10}$ А/с) величина k_0 в среднем заключена в интервале $0.40 - 0.45$. Таким образом, в энергетическом балансе цилиндрически-симметричного Z-пинча энергия магнитного поля в динамике сжатия разряда играет существенную роль.

Подставив в (4) выражения (7)–(10) и (14), получим следующее нелинейное дифференциальное уравнение относительно величины $R(t)$:

$$B_0(R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + A_0(R_0^2 - R^2) = (1 - k_0) \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (15)$$

где

$$A_0 = \pi l_0 p_0 \left[\alpha \frac{I_{\text{eff}}}{\Theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right], \quad B_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta \frac{1}{2} \right].$$

Опыт показывает [10, 12–14, 18, 19], что на начальной стадии сжатия плазменного шнура (слоя) $U \approx \text{const}$ и $J \approx Ft$. В этом случае уравнение (15) имеет вид:

$$B_0(R_0^2 - R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + A_0(R_0^2 - R^2) = \frac{1}{2}(1 - k_0)UF(t^2 - t_1^2). \quad (16)$$

В рассматриваемой задаче имеется характерное расстояние – радиус разрядной камеры R_0 . Поэтому за безразмерную координату можно выбрать относительный радиус $x = \frac{R}{R_0}$. Тогда, поделив обе части уравнения (16) на $B_0 R_0^4$, получим следующее уравнение:

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{A_0}{B_0 R_0^2} \right) (1 - x^2) = (1 - k_0) \frac{UF}{2B_0 R_0^4} (t^2 - t_1^2). \quad (17)$$

Величина $\sqrt{\frac{B_0 R_0^2}{A_0}}$ в (17) имеет размерность времени, так что в задаче появляется характерное время. Поэтому мы вправе выбрать безразмерное время в виде $\tau = t / \sqrt{\frac{B_0 R_0^2}{A_0}}$. Уравнение (17) в безразмерных координатах x и τ имеет вид:

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + (1 - x^2) = \left(\frac{1 - k_0}{2} \right) \Xi (\tau^2 - \tau_1^2), \quad (18)$$

где $\tau_1 = t_1 / \sqrt{\frac{B_0 R_0^2}{A_0}}$, $\Xi = \frac{UF B_0}{A_0^2}$ – безразмерный комплекс, который зависит только от начальных характеристик рабочего газа и разряда. Из структуры уравнения (18) видно, что относительный радиус и относительная скорость сжатия плазменного шнура зависят от величины многопараметрического безразмерного комплекса Ξ , составленного из следующих независимых определяющих параметров разряда:

$$U; F; l_0; p_0; \rho_0; \Theta_0; I_{\text{eff}}; \gamma_d; \gamma_0.$$

Из вида этого комплекса следует, что динамика сжатия цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе определяется соотношением между скоростью изменения погонной вводимой в разряд мощности и скоростью изменения суммарной погонной мощности джоулевого нагрева плазмы и работы электродинамических сил в единицу времени и длины. Из уравнения (18) также видно, что динамика сжатия определяется отношением энергии магнитного поля разрядного тока к вводимой в разряд энергии:

$$k_0 = W_M / \left(\int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi \right).$$

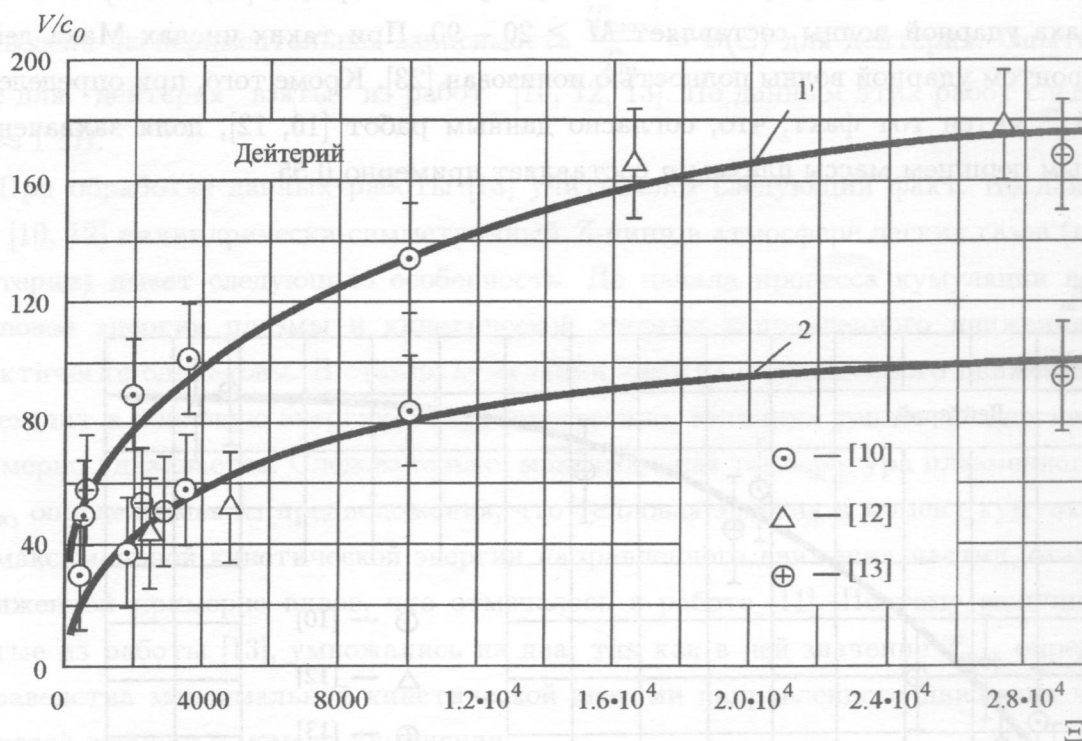


Рис. 1. Экспериментальные зависимости относительных начальной $\frac{V_{in}}{c_0}$ (кривая 1) и максимальной $\frac{V_{max}}{c_0}$ (кривая 2) скоростей сжатия плазменного слоя цилиндрически-симметричного Z-пинча в дейтерии от многопараметрического безразмерного комплекса E . Для условий работ [10, 12–14] отношение магнитной энергии к вводимой в разряд энергии k_0 составляет 0.33–0.39. Кривые 1 и 2 – усредненные кривые по экспериментальным данным.

2. Процесс сжатия плазменного шнура цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе является кумулятивным процессом. Это значит, что скорость сжатия такого шнура

$V_d = V_p$ помимо начальной ее величины V_{in} , зависит также и от текущей координаты x : с уменьшением x увеличивается V_d . При определенном значении x величина V_d достигает своего максимального значения V_{max} . На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости относительной начальной $\frac{V_{in}}{c_0}$ (кривая 1) и относительной максимальной $\frac{V_{max}}{c_0}$ (кривая 2) скорости сжатия плазменного слоя цилиндрически-симметричного Z -пинча в дейтерии от обобщенной переменной Ξ . Значения величин V_{in} , V_{max} и Ξ для дейтерия определены по экспериментальным данным, взятым из работ [10, 12–14]. Для условий работ [10, 12–14] $k_0 \approx 0.33 - 0.40$. При определении значений переменной Ξ степень ионизации α считалась равной единице, так как в условиях работ [10, 12–14] начальное число Маха ударной волны составляет $M \geq 20 - 90$. При таких числах Маха дейтерий за фронтом ударной волны полностью ионизован [23]. Кроме того, при определении значений Ξ учтен тот факт, что, согласно данным работ [10, 12], доля захваченной магнитным поршнем массы плазмы η составляет примерно 0.55.

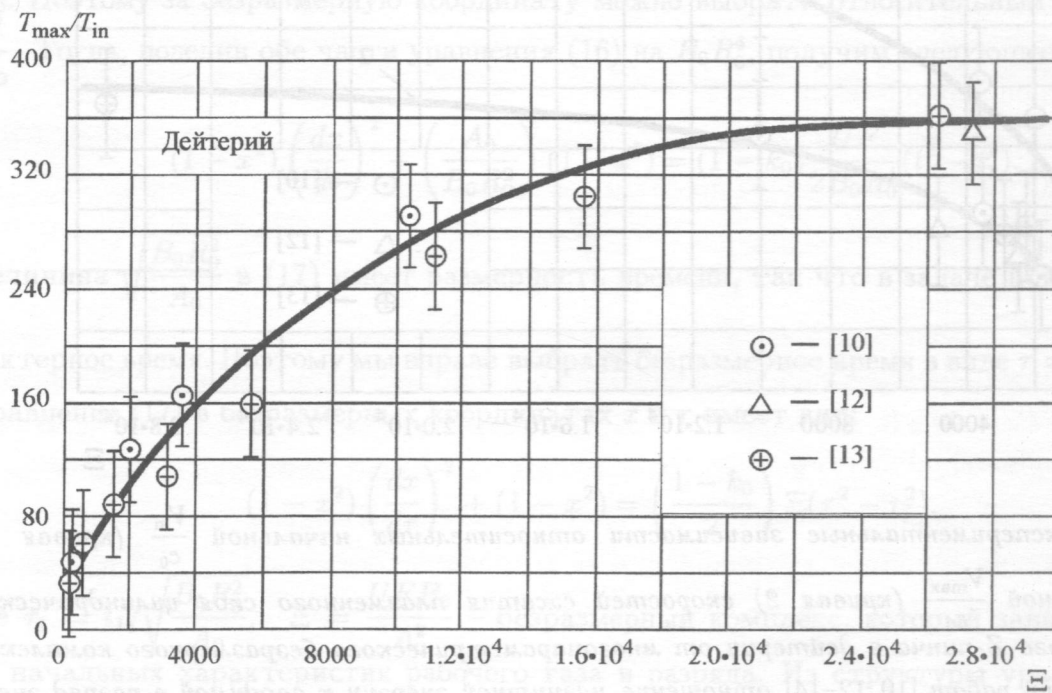


Рис. 2. Экспериментальная зависимость относительной максимальной температуры $\frac{T_{max}}{T_{in}}$ плазменного шнура цилиндрически-симметричного Z -пинча в дейтерии на стадии его максимального сжатия от безразмерного комплекса Ξ .

Для случая $\Xi > 4000$, как видно из рис. 1, с увеличением величины Ξ темп роста начальной (соответственно максимальной) скорости сжатия уменьшается сильно (в 7–10 раз) по сравнению со случаем $\Xi < 4000$ (зависимости $\frac{V_{in}}{c_0} = f(\Xi)$ и $\frac{V_{max}}{c_0} = \varphi(\Xi)$ обнаруживают тенденцию к насыщению с ростом скорости вводимой в разряд мощности). Следовательно, можно предположить, что зависимость $\frac{T_{max}}{T_{in}} = \psi(\Xi)$ должна иметь такую же тенденцию, что и $\frac{V_{max}}{c_0} = \varphi(\Xi)$ (T_{max} – максимальная температура плазменного шнура в момент его максимального сжатия, T_{in} – начальная температура плазменного слоя в момент его отрыва от стенки разрядной камеры). Действительно, на рис. 2 приведена экспериментальная зависимость $\frac{T_{max}}{T_{in}} = \psi(\Xi)$ для дейтерия. Опытные данные для дейтерия взяты из работ [10, 12, 13]. По данным этих работ следует, что $T_{in} \approx 1$ эВ.

При обработке данных работы [13] учитывался следующий факт. По данным работ [10, 12] цилиндрически-симметричный Z -пинч в атмосфере легких газов (водороде, дейтерии) имеет следующую особенность. До начала процесса кумуляции величины тепловой энергии плазмы и кинетической энергии направленного движения частиц практически одинаковы. В стадии кумуляции энергия направленного движения частиц переходит в тепловую энергию и, соответственно, величина тепловой энергии плазмы примерно удваивается. Следовательно, максимальная температура плазменного шнура T_{max} , определяемая из предположения, что тепловая энергия в момент кумуляции равна максимальной кинетической энергии направленного движения частиц, оказывается заниженной примерно вдвое, что отмечалось в работе [11]. Поэтому величины T_{max} , взятые из работы [13], умножались на два, так как в ней значение T_{max} определялось из равенства максимальной кинетической энергии направленного движения частиц и тепловой энергии в момент кумуляции.

Из рис. 2 видно, что у зависимости $\frac{T_{max}}{T_{in}} = \psi(\Xi)$ наблюдается тенденция к насыщению с ростом скорости вводимой в разряд мощности. Это связано с резким ростом интенсивности излучения (резко растет температура и плотность плазменного шнура при кумуляции). Отсюда следует, что цилиндрически-симметричный Z -пинч в газе можно использовать в качестве мощного импульсного источника излучения в различных спектральных диапазонах спектра. Анализ опытных данных показывает, что Z -пинч в водороде можно использовать в качестве импульсного источника излучения в вакуумном ультрафиолете [26], а Z -пинч в неоне и аргоне – в ближнем УФ и видимом диапазонах спектра [15–18].

Из рис. 1 и рис. 2 видно, что экспериментальные точки на графиках группируются около общей средней кривой. Тот факт, что дискретный набор экспериментальных данных (точек) допускает аппроксимацию непрерывной кривой, свидетельствует о существовании определенной функциональной зависимости между величинами $\frac{V_{in}}{c_0}$, $\frac{V_{max}}{c_0}$, $\frac{T_{max}}{T_{in}}$ и обобщенной переменной Ξ .

Считаю своим долгом выразить благодарность А. Ф. Александрову, А. А. Рухадзе, Л. С. Кузьменкову и В. Г. Еленскому за помощь в работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Дж. Клейн, *Подобие и приближенные методы* (Мир, М., 1968).
- [2] В. М. Минаковский, *Обобщенные переменные теории переноса* (Вища школа, Киев, 1978).
- [3] С. С. Кутателадзе, *Анализ подобия и физические модели* (Наука, Новосибирск, 1986).
- [4] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 42 (2005).
- [5] У. Юсупалиев, Краткие сообщения по физике ФИАН, N 12, 45 (2005).
- [6] С. И. Брагинский, И. М. Гельфанд, Р. П. Федоренко, *Теория сжатия и пульсаций плазменного столба в мощном импульсном разряде*. В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, Т. 4 (АН СССР, М., 1958), с. 201.
- [7] В. В. Вихрев, С. И. Брагинский, *Динамика Z-пинча*. В сб.: *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М. А. Леонтовича, вып. 10 (Атомиздат, М., 1980), с. 241.
- [8] В. С. Имшенник, Н. А. Боброва, *Динамика столкновительной плазмы* (Энергоатомиздат, М., 1977).
- [9] М. А. Леонтович, С. М. Осовец, *Атомная энергия* **3**, 81 (1956).
- [10] А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, *Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА*. В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, Т. 2 (АН СССР, М., 1958), с. 185.
- [11] Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции* (Физматгиз, М., 1963).
- [12] А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, *Исследование импульсного разряда в дейтерии при скоростях нарастания тока до 10^{12} А/с и напряжениях до 120 кВ*. В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, Т. 4 (АН СССР, М., 1958), с. 182.
- [13] В. С. Комельков, *ЖЭТФ* **35**, вып. 1(7), 16 (1958).

- [14] В. С. Комельков, Т. И. Морозова, Ю. В. Скворцов, В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, Т. 2 (АН СССР, М., 1958), с. 182.
- [15] А. Ф. Александров, А. Т. Савичев, О. И. Суров и др., *Физика плазмы* 4(6), 1390 (1978).
- [16] А. Ф. Александров, А. Т. Савичев, О. И. Суров и др., *Физика плазмы* 5(1), 184 (1979).
- [17] А. Ф. Александров, О. В. Карпов, Г. Д. Петров и др., *Физика плазмы* 16(6), 1134 (1978).
- [18] В. И. Артамонов, *Динамика и излучение кумулирующего на стенку Z-пинча*. Диссер. на соиск. степени к.ф.-м.н. (МГУ, М., 1981).
- [19] Ю. С. Гваладзе, *Канд. диссертация (Сухумский физико-технический институт, Сухуми, 1972.)*
- [20] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (Атомиздат, М., 1976).
- [21] Б. Л. Борович, В. Б. Розанов, В. С. Зуев и др., В сб.: *Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой*, Итоги науки и техники, сер. Радиотехника (ВИНИТИ, Москва, 1978), с. 79.
- [22] *Радиационная плазмодинамика*, Т. 1 (Энергоатомиздат, М., 1991).
- [23] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, М., 1966).
- [24] И. В. Курчатov, *Атомная энергия* 3, 65 (1955).
- [25] А. А. Самарский, Ю. П. Попов, *Разностные методы решения задач газовой динамики* (Наука, М., 1980).
- [26] В. В. Александров, А. И. Горланов, Н. Г. Ковальский и др., *Пригоден ли Z-пинч в качестве эталонного источника излучения в вакуумном ультрафиолете?* В сб.: *Диагностика плазмы*, вып. 3 (Атомиздат, М., 1973), с. 80.

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 19 марта 2008 г.