

УДК 527.523

НАЧАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ СЖАТИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО Z-ПИНЧА В ГАЗЕ

У. Юсупалиев, С. А. Шутеев¹

На основе экспериментальных данных и баланса энергии цилиндрически-симметричного Z-пинча в газе получено нелинейное дифференциальное уравнение для радиуса плазменного шнура (слоя). Из этого уравнения для момента отрыва шнура от стенки разрядной камеры определена зависимость начальной скорости сжатия шнура от начальных параметров разряда и газа, которая сравнивалась с опытными данными, полученными нами и другими исследователями. Показано, что в пределах ошибки измерения найденная зависимость согласуется с экспериментальными данными.

В последнее время в технике получения изображения объектов возникло новое направление – получение трехмерного изображения объектов с реальными координатами в реальном времени [1–4]. Макетный образец одной из таких систем, работающий в диапазоне 630–650 нм, позволил повысить отношение сигнал/шум в 10–30 раз, т.е. получить изображение объектов через сильно рассеивающий экран [4], что было невозможно с помощью существовавших ранее систем получения изображения (сверхчувствительные видеокамеры, ЭОП нового поколения и др.).

Для существенного улучшения отношения сигнал/шум (например, получения изображения через туман) для такой перспективной системы требуется мощный импульсный источник излучения (подсветки) с перестраиваемым спектральным составом излучения в видимом и ближнем УФ-диапазонах спектра и короткой длительностью (в

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119991, Ленинские горы, Россия.

нано- и в перспективе пикосекундном диапазонах) [3, 4]. Роль такого источника не могут выполнять существующие пикосекундные импульсные лазеры, так как спектр их излучения является фиксированным. Анализ физических принципов работы различных импульсных источников излучения показывает, что необходимыми характеристиками излучения могут обладать цилиндрически-симметричные Z -пинчи в неоне и аргоне [5–12]. Однако изучение экспериментальных данных [9–19] и теоретических моделей [20–23] показывает, что имеющиеся результаты не позволяют определять оптимальные условия работы Z -пинчей в качестве импульсных источников излучения, в частности, находить условие получения минимальной длительности импульса излучения. Для этого необходимо знать зависимость начальной скорости V_{in} сжатия плазменного шнура (слоя) Z -пинча от начальных параметров разряда и газа, так как процесс его сжатия является кумулятивным процессом. До сих пор такая зависимость не была получена [13, 19–23]. Целью данной работы является экспериментальное исследование зависимости величины V_{in} от начальных параметров разряда и газа, и на его основе установление такой зависимости.

Экспериментальная установка и методика измерения. Разрядный контур для Z -пинча состоял из батареи конденсаторов (емкость $C = 20$ мкФ, зарядное напряжение $U_0 = 10 - 40$ кВ), управляющего разрядника, разрядной камеры с системой откачки и напуска рабочего газа – аргона. В эксперименте использовались две разрядные камеры с одинаковыми радиусами $R_0 = 4.5$ см, но с различной длиной $l_0 = 30$ и 15 см. Разрядная камера представляла собой кварцевый цилиндр. Давление p_0 рабочего газа – аргона – варьировалось в пределах $p_0 = 13.3 - 1330$ Па. Напряжение на разрядном промежутке $U(t)$ и разрядный ток $J(t)$ измерялись с помощью безындуктивного делителя напряжения и пояса Роговского соответственно [5]. Динамика сжатия плазменного шнура изучалась сверхскоростным фоторегистратором СФР-2М, работающим в режиме щелевой развертки (развертка во времени процесса сжатия плазменного шнура).

Пространственно-временное распределение напряженности магнитного поля $H(t, r)$ разряда измерялось с помощью магнитного зонда [24]. Он представлял собой миниатюрную многovitkovую катушку (диаметр 2 мм, длина 2 мм, количество витков 50) из медной проволоки диаметром 0.04 мм, помещенную в электростатический экран в целях защиты ее от внешних электростатических полей. Экраном служила медная трубка диаметром 3 мм с отверстиями для проникновения магнитного поля внутрь катушки. Зонд помещался в защитную кварцевую трубку, расположенную радиально в камере, причем его можно было передвигать вдоль этой трубки. Ось катушки ориентировалась

перпендикулярно оси разрядной трубки для измерения азимутальной составляющей напряженности магнитного поля. Выход зонда был соединен с коаксиальным кабелем, согласованным с активным сопротивлением величиной 50 Ом, соответствующим волновому сопротивлению кабеля.

Экспериментальные результаты. Опыт показал, что отрыв плазменного шнура от стенки разрядной камеры (т.е. его сжатие) начинается через некоторое время t_1 после начала разрядного тока. Причем, в этот момент времени t_1 начальная скорость сжатия плазменного шнура V_{in} отличается от нуля. Проведенный эксперимент показал, что она зависит от начальных параметров разряда и газа: начального падения напряжения на разрядном промежутке U_{d0} , начальной скорости нарастания разрядного тока F , l_0 , p_0 и начальной плотности рабочего газа ρ_0 . Для представления экспериментальных данных зависимости $V_{in} = \varphi(U_{d0}, F, l_0, p_0, \rho_0)$ применим безразмерный комплекс Ξ цилиндрического симметричного Z -пинча в газе, установленный в работах [25, 26], где $\Xi = (U_{d0} F B_0) / A_0^2$,

$$A_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[\alpha \frac{I_{\text{eff}}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right],$$

$$B_0 = \pi l_0 \rho_0 \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \eta \frac{1}{2} \right],$$

$\theta_0 = kT_0$, T_0 и γ_0 – начальная температура и показатель адиабаты рабочего газа, (k – постоянная Больцмана); γ_d – показатель адиабаты плазм; η – доля захваченной магнитным поршнем разряда массы плазмы ($0 < \eta < 1$); α – средняя степень ионизации плазменного слоя (шнура); I_{eff} – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа. Здесь ось Oz цилиндрической системы координат совпадает с осью симметрии разрядной камеры.

Заметим, что в рассматриваемой задаче имеется характерная скорость – скорость звука в рабочем газе c_0 . Поэтому можем написать:

$$\frac{V_{in}}{c_0} = \varphi_1(k, \Xi),$$

где $k = \frac{W_M(t)}{Q(t)}$; $Q(t) = \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi$ – вводимая в разряд энергия; $W_M(t) = \iiint_{\Omega} \frac{H^2(t, r)}{8\pi} d\Omega$ – энергия магнитного поля разряда; Ω – объем разряда; r – радиальная координата. Обоснование введения величины k будет дано ниже.

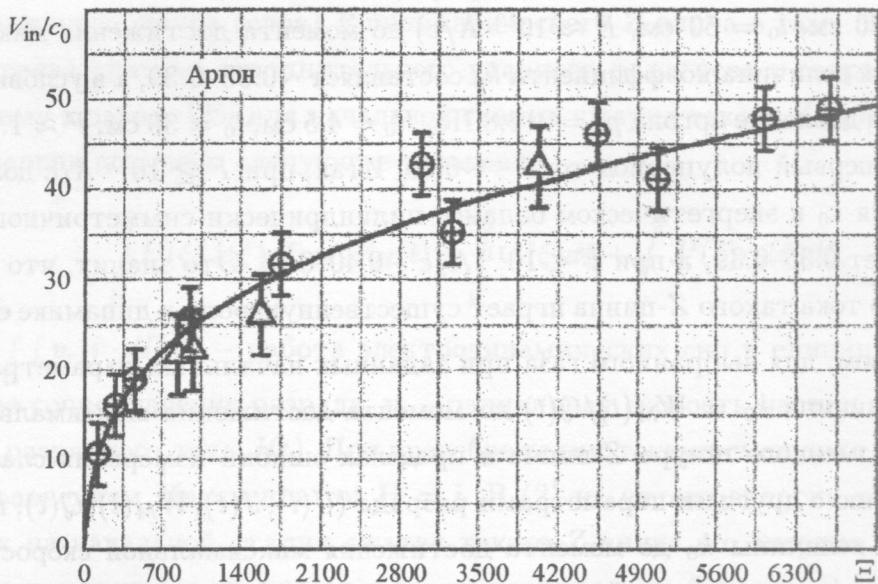


Рис. 1. Зависимость относительной начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in}/c_0 Z-пинча в аргоне от безразмерного комплекса Ξ . \oplus, Δ – экспериментальные данные нашей работы и работы [12] соответственно. Кривая построена по формуле (8).

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость $V_{in}/c_0 = \varphi_1(k, \Xi)$ Z-пинча в аргоне (экспериментальные точки). Видно, что с увеличением скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности и уменьшением начального давления p_0 скорость роста начальной скорости сжатия плазменного шнура с увеличением Ξ снижается.

Непосредственные измерения напряжения $U(t)$, тока $J(t)$ и распределения напряженности магнитного поля $H(t, r)$ в различные моменты времени показывают, что вводимая в разряд энергия $Q(t)$ и энергия магнитного поля разряда $W_M(t)$ до момента достижения максимальной скорости сжатия плазменного шнура V_{max} связаны между собой следующим простым соотношением:

$$W_M(t) \approx k_0 \int_{t_1}^t U(\xi) J(\xi) d\xi, \quad (1)$$

где k_0 – коэффициент пропорциональности. Для условий нашей работы ($U_0 = 15 - 35$ кВ, давление аргона $p_0 = 26.6 - 266$ Па, $F \approx (1 - 7) \cdot 10^{10}$ А/с) величина k_0 заключена в интервале 0.40–0.44.

Установленное соотношение (1) проверялось и для условий работ [12, 14, 17]. Так, в условиях эксперимента [14] ($U_0 = 40$ кВ, давление дейтерия $p_0 = 6.65$ и 26.6 Па,

$R_0 = 20$ см, $l_0 = 90$ см, $F \approx 2 \cdot 10^{11}$ А/с) и [17] ($U_0 = 100$ кВ, давление дейтерия $p_0 = 6.65$ Па, $R_0 = 20$ см, $l_0 = 50$ см, $F \approx 10^{12}$ А/с) до момента достижения максимальной скорости сжатия величина коэффициента k_0 составляет $\sim 0.35-0.39$, а в условиях работы [12] ($U_0 = 25$ 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 тока ~ 0.45 . Итак, при $F \geq 10^{11}$ А/с доля энергии магнитного поля k_0 в энергетическом балансе цилиндрически-симметричного Z -пинча в газе составляет $0.35-0.39$, а при $F < 10^{11}$ А/с $\sim 0.40-0.45$. Это значит, что магнитное поле разрядного тока такого Z -пинча играет существенную роль в динамике его сжатия.

Таким образом, для выбранного газа при заданных начальных параметрах разряда (U_0, F, p_0, l_0) величина $k_0 = W_M(t)/Q(t)$ до момента достижения максимальной скорости сжатия плазменного шнура Z -пинча в пределах ошибки измерения слабо изменяется по сравнению с другими параметрами разряда ($U(t), J(t), W_M(t), Q(t), H(t, r)$). То есть изменение величины k_0 до момента достижения максимальной скорости сжатия V_{\max} не выходит за пределы ошибки измерения ($\sim 10-15\%$). Другими словами, величину k_0 можно рассматривать как один из адиабатических инвариантов цилиндрически-симметричного Z -пинча в газе до указанного момента после начала разрядного тока.

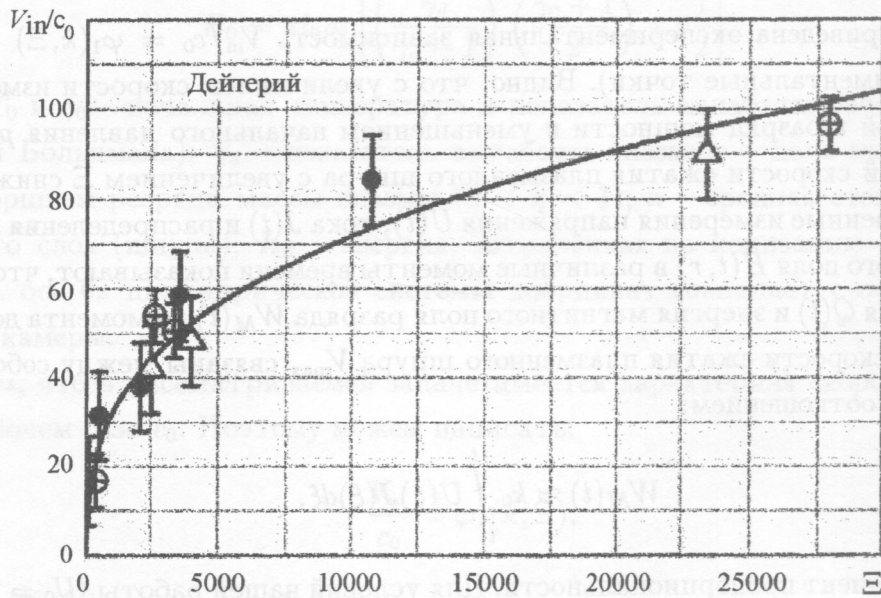


Рис. 2. Зависимость относительной начальной скорости сжатия плазменного шнура V_{in}/c_0 Z -пинча в дейтерии от безразмерного комплекса Ξ . \circ , \oplus и Δ – экспериментальные данные работ [14], [15] и [17] соответственно. Кривая построена по формуле (8).

Обсуждение экспериментальных результатов. В [20] получено уравнение для радиуса плазменного шнура (слоя) R цилиндрического Z -пинча в газе, но без учета омического нагрева плазмы, дополнительного ударного ее нагрева и затрат на ионизацию газа. Поэтому в работе [25] для начальной стадии сжатия такого Z -пинча на основе его баланса энергии получено следующее уравнение:

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

где $A = \int \int_{\Omega} v_r [j \cdot H] d\Omega$ – работа электродинамических сил в единицу времени, $r_0(t)$ – омическое сопротивление разряда, v_r – радиальная скорость частиц плазмы, $j(t, r)$ – плотность разрядного тока $J(t)$. При пренебрежении токами смещения величины j и H связаны уравнением Максвелла $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}$. В (2) не учтена энергия излучения разряда, так как на начальной стадии сжатия такого Z -пинча его энергия излучения мала по сравнению с другими слагаемыми его энергетического баланса. В работе [25] также показано, что за счет работы электродинамических сил плазменный слой приобретает кинетическую энергию E_K , происходит его ударный дополнительный нагрев E_H и дополнительная ионизация вовлекаемой в разряд плазмы ΔI , а также совершается работа против давления газа A_p :

$$\int_{t_1}^t A(\xi)d\xi = E_K + E_H + \Delta I + A_p. \quad (3)$$

Кроме того, в [25] удалось определить вид выражения $\int_{t_1}^t J^2 r_0 dt + E_H$. В результате при учете затрат на ионизацию газа, омического и ударного нагрева плазмы получено следующее уравнение для относительной переменной $x = R/R_0$:

$$(1 - x^2) \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 + (1 - x^2) = \left(\frac{1 - k_0}{2} \right) \Xi(\tau^2 - \tau_1^2), \quad (4)$$

где $\tau = t/t_c$, $t_c = \sqrt{(B_0 R_0^2)/A_0}$ – характерное время для Z -пинча в газе, $\tau_1 = t_1/\sqrt{(B_0 R_0^2)/A_0}$.

Многопараметрический безразмерный комплекс Ξ зависит только от начальных характеристик рабочего газа и разряда. Величина именно этого комплекса характеризует динамику сжатия Z -пинча – изменение во времени относительного радиуса (x) и относительной скорости сжатия плазменного шнура ($dx/d\tau$). Он представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости

изменения суммарной погонной мощности джоулева нагрева плазмы и работы электродинамических сил в единицу времени. Кроме того, из уравнения (4) видно, что динамика сжатия Z -пинча определяется также величиной k_0 – отношением энергии магнитного поля разрядного тока к вводимой в разряд энергии.

Из уравнения (4) можно определить начальную скорость V_{in} сжатия Z -пинча. Для этого уравнение (4) преобразуем к следующему виду:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + 1 = \left(\frac{1 - k_0}{2}\right) \Xi \frac{\tau^2 - \tau_1^2}{1 - x^2}. \quad (5)$$

Далее, при $\tau \rightarrow \tau_1$, раскрывая неопределенности $\frac{0}{0}$ в правой части уравнения (5), получим следующее кубическое уравнение для безразмерной начальной скорости сжатия плазменного шнура (слоя) $\frac{dx(\tau_1)}{d\tau}$:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^3 \Big|_{\tau=\tau_1} + \left(\frac{dx}{d\tau}\right) \Big|_{\tau=\tau_1} + \left(\frac{1 - k_0}{2}\right) \Xi \tau_1 = 0, \quad (6)$$

которое имеет следующее решение:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dx}{d\tau}\right) \Big|_{\tau=\tau_1} = & - \left[\sqrt[3]{\frac{1 - k_0}{4} \Xi \tau_1 + \sqrt{\left(\frac{1 - k_0}{4} \Xi \tau_1\right)^2 + \frac{1}{27}}} + \right. \\ & \left. + \sqrt[3]{\frac{1 - k_0}{4} \Xi \tau_1 - \sqrt{\left(\frac{1 - k_0}{4} \Xi \tau_1\right)^2 + \frac{1}{27}}} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где знак минус перед скобкой отражает процесс сжатия. Из (7) для величины относительной начальной скорости сжатия V_{in}/c_0 получим следующую формулу:

$$\frac{V_m}{c_0} = a_0 \left| \frac{dx(\tau_1)}{d\tau} \right| = a_0 f(k_0, \Xi), \quad (8)$$

$$\text{где } a_0 = \sqrt{\left[\frac{\alpha I_{\text{eff}}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1}\right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}\right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1}\right) \right] / \left[\gamma_0 \left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1}\right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2}\right) + \frac{\eta}{2} \right]}.$$

На рис. 1 дополнительно также приведены опытные данные работы [12] Z -пинча в аргоне. В условиях нашей работы для Z -пинча в аргоне: $\tau_1 \approx 0.2$; $k_0 \approx 0.4$; $\eta \approx 0.6$; $\gamma_d \approx 1.2$; $\alpha \approx 1$. Экспериментальная зависимость $V_{in}/c_0 = f(\Xi)$ для Z -пинча в дейтерии приведена на рис. 2. Данные для разряда в дейтерии взяты из работ [14–17], откуда следует,

что для Z -пинча в дейтерии: $\tau_1 \approx 0.1$; $k_0 \approx 0.38$; $\eta \approx 0.6$; $\gamma_d \approx 1.2$; $\alpha \approx 1$. Кривые, построенные по формуле (8) при этих значениях величин, представлены на рис. 1 и 2. Видно, что теоретические кривые в пределах ошибки измерения согласуются с опытными данными.

Кроме того, в [26] показано, что для Z -пинча в аргоне уравнение (4) с начальным условием $x(\tau_1) = 1$ решалось численно и его решение сравнивалось с опытными данными. Показано, что на начальной стадии сжатия Z -пинча ($0.2 < \tau \leq 0.3$) теоретическая кривая удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

Итак, модель начальной стадии сжатия плазменного шнура (слоя), предложенная в работах [25, 26], удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными различных авторов. Таким образом, предложенную модель можно использовать для определения оптимальных условий работы Z -пинча в аргоне как импульсного источника излучения в видимом и УФ-диапазоне спектра для решения прикладных задач.

Считаем своим долгом выразить благодарность А. А. Рухадзе и В. Г. Еленскому за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] J. Busck and H. Heiselberg, Proc. SPIE, **5412** (SPIE, Bellingham, WA, 2004), p. 257–263.
- [2] J. Anderson, J. Busck, and H. Heiselberg, Proc. SPIE, **5791** (SPIE, Bellingham, WA, 2005), p. 9–14.
- [3] С. А. Шутеев, Диссер. на соиск. степени к.ф.-м.н., МГУ, Москва, 2005.
- [4] У. Юсупалиев, С. А. Шутеев, П. У. Юсупалиев Краткие сообщения по физике ФИАН, **35**(6), 21 (2008).
- [5] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика сильноточных электроразрядных источников света* (М., Атомиздат, 1976.)
- [6] 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, т. 15 (ВИНИТИ, М., 1978), стр. 79.
- [7] *Импульсные источники света*, под ред. И. С. Маршака (М., Энергия, 1978).
- [8] *Радиационная плазмодинамика*, т. 1 (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [9] 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 (М., Атомиздат, 1973), с. 80–87.

- [10] А. Ф. Александров, А. Т. Савичев, О. И. Суров и др., *Физика плазмы* **5**(1), 184 (1979).
- [11] A. F. Aleksandrov, V. I. Artamonov, I. V. Timofeev, and U. Yusupaliev, *Proc. of ICPiG, part 2, Minsk, 1981 (Bel. St. Univ., Minsk, 1981)*, p. 14.
- [12] В. И. Артамонов, Диссер. на соиск. степени к.ф.-м.н., МГУ, Москва, 1981.
- [13] Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции* (М., Физматгиз, 1963).
- [14] 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 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 185.
- [15] В. С. Комельков, *ЖЭТФ* **35**(1(7)), 16 (1958).
- [16] В. С. Комельков, Т. И. Морозова, Ю. В. Скворцов, В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, т. 2 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 170.
- [17] А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, В сб.: *Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, т. 4 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 182.
- [18] Ю. С. Гваладзе, Диссер. на соиск. степени к.ф.-м.н., Сухуми, 1972.
- [19] С. Ю. Лукьянов, *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* (М., Наука, 1975).
- [20] М. А. Леонтович, С. М. Осовец, *Атомная энергия* **3**, 81 (1956).
- [21] 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 (М., Изд. АН СССР, 1958), с. 201.
- [22] В. В. Вихрев, С. И. Брагинский, *Динамика Z-пинча*. В сб.: *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А. Леонтовича, вып. 10 (М., Атомиздат, 1980), с. 243.
- [23] В. С. Имшенник, Н. А. Боброва, *Динамика столкновительной плазмы* (М., Энергоатомиздат, 1997).
- [24] *Методы исследования плазмы*. Под. ред. В. Лохте-Хольтгрена (М., Мир, 1971).
- [25] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **35**(4), 36 (2008).
- [26] У. Юсупалиев, *Определение некоторых закономерностей кумуляции цилиндрической ударной волны линейного Z-пинча в газе*. Конференция "Ломоносовские чтения". Секция Физика. 2008, Москва (МГУ, Москва, 2008), стр. 231.