СОДЕРЖАНИЕ

Том 47, номер 10, 2021

ТОКАМАКИ	
Влияние анизотропии давления на диамагнитный сигнал в токамаке	
с некруглой плазмой	
В. Д. Пустовитов, Е. А. Рябушев	867
Аналитическое решение внешней задачи равновесия плазмы эллиптического сечения в токамаке	
В. Д. Пустовитов, Н. В. Чукашев	876
ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ	
Эффективный способ увеличения пиковой мощности МРИ в экспериментах по имплозии вложенных сборок смешанного состава	
К. Н. Митрофанов, В. В. Александров, А. В. Браницкий, Е. В. Грабовский, А. Н. Грицук, Г. М. Олейник, И. Н. Фролов	887
НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ	
О раскачке ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов	
М. А. Ракитина, А. В. Брантов	921
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ	
Многоканальность синтеза углеродных наноструктур в низкотемпературной плазме	
М. Б. Шавелкина, П. П. Иванов, Р. Х. Амиров, А. Н. Бочаров	928
низкотемпературная плазма	
Зависимость частоты наработки электронов высоких энергий в гелии от модели углового рассеяния электронов	
Е. И. Бочков, Л. П. Бабич, И. М. Куцык	935
Генерация плазмоидов за фронтом подпорогового разряда в воздухе при самовоздействии микроволнового пучка	
Г. М. Батанов, В. Д. Борзосеков, Л. В. Колик, Е. М. Кончеков, Д. В. Малахов, А. Е. Петров, К. А. Сарксян, В. Д. Степахин, Н. К. Харчев	950
Памяти Льва Михайловича Коврижных (12.09.1931—05.07.2021)	957
Памяти Юрия Григорьевича Калинина (05.11.1940—05.03.2021)	959

——— ТОКАМАКИ ——

УДК 533.9.01

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ДАВЛЕНИЯ НА ДИАМАГНИТНЫЙ СИГНАЛ В ТОКАМАКЕ С НЕКРУГЛОЙ ПЛАЗМОЙ

© 2021 г. В. Д. Пустовитов^{а, b, *}, Е. А. Рябушев^{а, c}

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

 c Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

*e-mail: Pustovitov_VD@nrcki.ru

Поступила в редакцию 15.02.2021 г. После доработки 30.04.2021 г.

Принята к публикации 18.05.2021 г.

Анализируется связь диамагнитного сигнала с током и давлением анизотропной плазмы в токамаке. Она хорошо известна для цилиндрической плазмы круглого сечения, но здесь форма плазмы считается произвольной и учитывается тороидальность системы в комбинации с анизотропией. Это существенно усложняет вычисления и требует интегрирования обобщенного уравнения Грэда—Шафранова. Аналитические вычисления выполняются по схеме, применявшейся для изотропной плазмы в [Pustovitov V.D., Fusion Eng. Des. 2017. V. 117. P. 1]. Сделаны оценки большой группы слагаемых, возникающих из-за анизотропии, и выделен главный эффект. Результат готов для практического использования.

Ключевые слова: токамак, диамагнитный сигнал, анизотропное давление

DOI: 10.31857/S0367292121100061

1. ВВЕДЕНИЕ

Диамагнитные измерения принадлежат к стандартному набору методов диагностики плазмы, применяемых на всех действующих токамаках и стеллараторах [1—31]. Обычно при вычислении созданного плазмой тороидального магнитного потока

$$\Delta \Phi_{pl} \equiv \int_{pl} (\mathbf{B} - \mathbf{B}^e) d\mathbf{S}_{pl}, \tag{1}$$

где **B** — полное магнитное поле, \mathbf{B}^e — магнитное поле, порожденное внешними по отношению к плазме источниками, а интегрирование осуществляется по ее поперечному сечению S_{pl} ($d\mathbf{S}_{pl}$ — элемент его площади), плазма предполагается изотропной, однако при неомическом нагреве на современных установках она может оказаться существенно анизотропной [6, 7, 9, 19, 22, 23, 31—41]. В этом случае теория предлагает использовать выражение [42—45]

$$2\frac{\Delta\Phi_{pl}}{\Phi_0} = \frac{B_J^2}{B_0^2} - \beta_{\perp},\tag{2}$$

связывающее $\Delta\Phi_{pl}$ с полным тороидальным магнитным потоком Φ_0 через сечение S_{pl} , полоидальным магнитным полем B_J на его границе, ва-

куумным тороидальным магнитным полем B_0 на геометрической кольцевой оси системы и β_{\perp} — отношением усредненного по S_{pl} поперечного давления плазмы p_{\perp} к магнитному давлению. Также известно обобщение на случай эллиптической формы S_{pl} с вытянутостью K

$$\Delta\Phi_{pl} = \frac{\mu_0^2 J_{pl}^2}{8\pi B_0} \frac{2K}{K^2 + 1} (1 - \beta_{\perp p}),\tag{3}$$

где J_{pl} — полный тороидальный ток. Вывод (3) и определение "полоидальной" беты $\beta_{\perp p}$ даны в [43], см. там уравнения (5) и (15). При равенстве продольного p_{\parallel} и поперечного p_{\perp} давлений формулы (2) и (3) с K=1 воспроизводят широко известный классический результат, полученный более 60 лет тому назад [46—48]. Основные элементы в задаче иллюстрируются рис. 1.

В выражении (3), варианты которого можно найти в [1, 2, 18, 22, 31], единственным геометрическим параметром является K, от которого неявно зависит и $\beta_{\perp p}$. В действительности форма плазмы часто отличается от эллипса, поэтому (3) дает лишь оценку. Еще одно неявное ограничение связано с использованием при выводе (3) приближения большого аспектного отношения A (от-

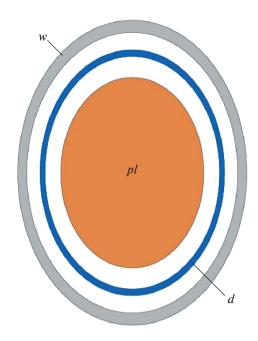


Рис. 1. Схематическое изображение основных элементов в задаче. Внешняя оболочка w — вакуумная камера (стенка), центральная часть pl — плазма. В вакуумном зазоре плазма-стенка показана диамагнитная петля d, лежащая в плоскости, перпендикулярной тороидальной оси.

ношение большого радиуса плазмы к малому). В [49] показано, что формулы, полученные для $\Delta\Phi_{pl}$ как асимптотики при $A\gg 1$, при $A\to 1$ дают завышенную в 2–10 раз оценку запасенной в плазме энергии. Это означает, что они заведомо неверны для сферических токамаков. При увеличении A ошибка (2) и (3) уменьшается. Для обычных токамаков с $A\approx 3$ она должна быть на уровне $O(1/A^2)$, но при нынешней точности измерений даже это становится существенным недостатком.

Для изотропной плазмы общее соотношение, пригодное при любой форме S_{pl} и без ограничений на A, в линейном приближении по диамагнитному эффекту плазмы имеет вид [50]

$$I_g \Delta \Phi_{pl} = C_J J_{pl}^2 - C_p \int_{pl} p d\tau, \tag{4}$$

где $I_g = 2\pi R_0 B_0/\mu_0$ — полный внешний полоидальный ток, R_0 — большой радиус центра вакуумной камеры, интегрирование ведется по всему объему плазмы ($d\tau$ — его элемент), $C_p \approx 1$, а C_J — положительная константа, которая находится из решения уравнения равновесия, см. определение (36) ниже. Например, для эллиптической плазмы

зависимость C_J от вытянутости K можно аппроксимировать равенством [50]

$$C_J \approx \frac{\mu_0}{2} \frac{K}{K^2 + 1} R_0,$$
 (5)

тогда (4) даст нам аналог (3).

Целью настоящей работы является обобщение (4) на анизотропный случай. По выводу оно должно быть более точным, чем (3). Окончательный результат оказывается компактным для обычных токамаков, но для систем с малым A он показывает, что анизотропия давления плазмы приводит к еще большим отличиям, чем было обнаружено в [49].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для вычисления $\Delta\Phi_{pl}$, производимого аксиально-симметричной плазмой произвольной формы, будем использовать метод, предложенный в [50]. Там он применялся в предположении $p_{\perp}=p_{\parallel}=p$, а здесь в уравнении равновесия

$$\nabla \cdot \ddot{p} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \tag{6}$$

будем различать продольное и поперечное давления в тензоре

$$\ddot{p} \equiv p_{\parallel} \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mathbf{R}^2} + p_{\perp} \left(\ddot{E} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{\mathbf{R}^2} \right). \tag{7}$$

Здесь $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}/\mu_0$ — плотность электрического тока, а $\ddot{\mathbf{E}}$ — единичный тензор.

Равновесие анизотропной плазмы на основе уравнений (6) и (7) хорошо изученная область, см. [35, 39, 51–62]. Нам потребуется их следствие

$$\nabla p_{\parallel} = \sigma_{\parallel} \nabla \left(\frac{\mathbf{B}^2}{2\mathbf{u}_0} \right) + \mathbf{K} \times \mathbf{B}, \tag{8}$$

где

$$\mu_0 \mathbf{K} \equiv \nabla \times (\sigma \mathbf{B}) \tag{9}$$

И

$$\sigma_{\parallel} \equiv \frac{p_{\parallel} - p_{\perp}}{B^2 / \mu_0}, \quad \sigma \equiv 1 - \sigma_{\parallel}. \tag{10}$$

Как известно, в конечном итоге из (8) и уравнений Максвелла при аксиальной симметрии получается анизотропный аналог уравнения Грэда—Шафранова [52, 55, 57, 63]

$$\frac{K_{\zeta}}{2\pi r} = -\nabla \cdot \frac{\sigma \nabla \psi}{4\pi^{2} \mu_{o} r^{2}} = \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial \psi} + \mu_{0} \frac{F_{k} F_{k}'(\psi)}{4\pi^{2} \sigma r^{2}}.$$
 (11)

Злесь

$$K_{\zeta} \equiv \mathbf{K} \cdot \mathbf{e}_{\zeta} = \sigma j_{\zeta} + \frac{\nabla \sigma_{\parallel} \cdot \nabla \psi}{2\pi r \mu_{0}}, \tag{12}$$

 $F_k = \sigma I$ является функцией магнитной поверхности [52, 55, 57, 63], штрих обозначает производную, а величины

$$\Psi(r,z) \equiv \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}_{pol} = 2\pi \int_{0}^{r} \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_{z} r dr$$
 (13)

И

$$I(r,z) \equiv \int \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}_{pol} = 2\pi \int_{0}^{r} \mathbf{j} \cdot \mathbf{e}_{z} r dr$$
 (14)

имеют смысл полоидального магнитного потока и тока соответственно. Магнитное поле ${\bf B}$ связано с ними равенством

$$2\pi \mathbf{B} = \nabla \mathbf{\Psi} \times \nabla \zeta + \mathbf{\mu}_0 I \nabla \zeta, \tag{15}$$

где ζ — тороидальный угол в стандартной цилиндрической системе координат (r, ζ, z) , показанной на рис. 2.

Нашей целью будет вычисление величины

$$\Delta \Phi_{pl} = \frac{1}{2\pi} \int_{pl} (\mathbf{B} - \mathbf{B}^e) \cdot \nabla \zeta d\tau = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \int_{pl} \frac{I - I_g}{r^2} d\tau, \quad (16)$$

где I_g — это значение I в вакуумном зазоре между стенкой и плазмой. Последнее равенство в (16) получается подстановкой (15) в определение (1).

3. ВЫЧИСЛЕНИЕ $\Delta\Phi_{pl}$

Интеграл в (16) определяется разностью $I-I_g$. Чтобы связать ее с величиной

$$F_k F_k'(\Psi) = \frac{1}{2} \frac{d}{d\Psi} (F_k^2 - I_g^2)$$
 (17)

из уравнения (11), воспользуемся тождеством

$$I - I_g$$

$$= \sigma_{\parallel} I_g + \frac{1}{2\sigma I_g} [F_k^2 - I_g^2 - (F_k - I_g)^2 + 2\sigma_{\parallel}^2 I_g^2], \quad (18)$$

где, напомним, $F_k = \sigma I$. В обычных токамаках всегда $|F_k/I_g-1| \ll 1$ и $|\sigma_{\parallel}| \ll 1$, поэтому в (18) можно пренебречь последними двумя слагаемыми, квадратичными по этим малым параметрам.

При такой подстановке из (16) получим

$$\frac{8\pi^{2}}{\mu_{0}}I_{g}\Delta\Phi_{pl} = \int_{pl} \frac{F_{k}^{2} - I_{g}^{2} + 2\sigma_{\parallel}I_{g}^{2}}{\sigma r^{2}}d\tau =
= \int_{el} \left[(F_{k}^{2} - I_{g}^{2}) \left\langle \frac{1}{\sigma r^{2}} \right\rangle + 2I_{g}^{2} \left\langle \frac{\sigma_{\parallel}}{r^{2}} \right\rangle \right] dV,$$
(19)

где введена операция усреднения

$$\langle f \rangle \equiv \frac{d}{dV} \int_{\Gamma} f d\tau$$
 (20)

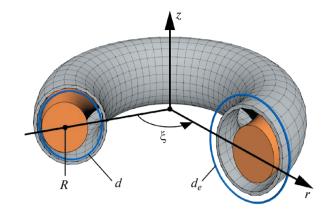


Рис. 2. Геометрия задачи и используемые обозначения. Плазма с большим радиусом R отделена от стенки токамака вакуумным зазором. Показаны два типа используемых в токамаках диамагнитных петель — внутри (d) и снаружи (d_e) вакуумной камеры. (r, ζ, z) — цилиндрические координаты, связанные с главной осью симметрии токамака.

по объему тороидального слоя dV между соседними магнитными поверхностями $\psi(V) = \text{const.}$ Постоянство F_k и I_g на магнитной поверхности позволило перейти в (19) от трехмерного интегрирования по $d\tau$ к одномерному по dV.

Далее, следуя алгоритму, предложенному в [50], усредним уравнение (11) по правилу (20). Результат этой операции

$$\Psi'(V)J'_k(V) = \left\langle \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial V} \right\rangle + \frac{\mu_0}{8\pi^2} \left\langle \frac{1}{\sigma r^2} \right\rangle \frac{d}{dV} (F_k^2 - I_g^2), \quad (21)$$

где

$$J_k(V) \equiv \int_V \frac{K_{\zeta}}{2\pi r} d\tau, \qquad (22)$$

умножим на функцию h_k , определенную равенством

$$\left\langle \frac{1}{\sigma r^2} \right\rangle h_k(V) \equiv \int_0^V \left\langle \frac{1}{\sigma r^2} \right\rangle dV,$$
 (23)

и проинтегрируем по всему объему плазмы. На ее границе $F_k \big|_{boundary} = I_g$, поэтому получим

$$\int_{pl} (F_k^2 - I_g^2) \left\langle \frac{1}{\sigma r^2} \right\rangle dV =$$

$$= \int_{pl} \left[h_k \left\langle \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial V} \right\rangle - \psi'(V) J_k'(V) h_k \right] dV.$$
(24)

Подстановка этого равенства в (19) приводит к

$$I_{g}\Delta\Phi_{pl} = \int_{pl} \left[h_{k} \left\langle \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial V} \right\rangle + \frac{\mu_{0} I_{g}^{2}}{4\pi^{2}} \left\langle \frac{\sigma_{\parallel}}{r^{2}} \right\rangle \right] dV -$$

$$- \int_{pl} \psi'(V) J_{k}'(V) h_{k} dV.$$
(25)

Это аналог выражения (50) из работы [50], к которому (25) сводится при $p_{\parallel}=p_{\perp}$.

Первый интеграл в правой части (25) преобразуется к виду

$$-\int_{p_l} \frac{dh_k}{dV} \langle p_\perp \rangle dV + \int_{p_l} [\varepsilon_1 + h_k D(p_\parallel)] dV, \qquad (26)$$

где

$$\epsilon_{1} \equiv \left\langle \frac{\sigma_{\parallel}(B_{tg}^{2} - B_{t}^{2})}{\mu_{0}} \right\rangle + \\
+ \left(1 - \frac{dh_{k}}{dV}\right) \left\langle \frac{\sigma_{\parallel}B_{t}^{2}}{\mu_{0}} \right\rangle - \frac{dh_{k}}{dV} \left\langle \frac{\sigma_{\parallel}B_{p}^{2}}{\mu_{0}} \right\rangle, \tag{27}$$

$$D(p_{\parallel}) \equiv \left\langle \frac{\partial p_{\parallel}}{\partial V} \right\rangle - \frac{d}{dV} \left\langle p_{\parallel} \right\rangle, \tag{28}$$

 $B_{tg} = B_0 R_0 / r = \mu_0 I_g / (2\pi r)$ — вакуумное тороидальное поле, $B_t = \mu_0 I / (2\pi r)$ — полное тороидальное поле, а $B_p = |\nabla \psi| / (2\pi r)$ — полоидальное поле. Переход к (26) производится путем вычитания из выражения в скобках [...] в (25) комбинации

$$h_{k} \frac{d}{dV} \langle p_{||} \rangle + \frac{dh_{k}}{dV} \langle p_{\perp} \rangle + \left\langle \frac{\sigma_{||} B_{t}^{2}}{\mu_{0}} \right\rangle$$
 (29)

с учетом соотношений (10), $\mathbf{B}^2 = \mathbf{B}_t^2 + \mathbf{B}_p^2$ и

$$\int_{pl} h_k \frac{d}{dV} \langle p_{\parallel} \rangle dV = -\int_{pl} \frac{dh_k}{dV} \langle p_{\parallel} \rangle dV.$$
 (30)

Отметим, что для изотропной плазмы $\varepsilon_1 = D(p_{\parallel}) = 0$, и тогда в (26) остается только первое слагаемое. В следующем разделе показано, что при типичных параметрах токамака второй интеграл в (26) является малой поправкой, поэтому им можно пренебречь и для плазмы с $p_{\parallel} \neq p_{\perp}$.

Входящая в (25) величина

$$J_{k}(V) = J(V) + \int_{V} \operatorname{div} \frac{\sigma_{\parallel} \nabla \psi}{4\pi^{2} r^{2} \mu_{0}} d\tau =$$

$$= J(V) + \frac{dV}{d\psi} \left\langle \frac{\sigma_{\parallel} B_{p}^{2}}{\mu_{0}} \right\rangle$$
(31)

лишь ненамного отличается от полного торои-дального тока

$$J(V) = \int_{V} \frac{j_{\zeta}}{2\pi r} d\tau = \int_{V} \nabla \cdot \frac{\nabla \psi}{4\pi^{2} r^{2} \mu_{0}} d\tau = -\frac{\alpha_{22} \psi'(V)}{\mu_{0}}, (32)$$

текущего внутри магнитной поверхности $\psi(V) =$ = const. Здесь использовано тождество

$$\int_{V} \nabla \cdot \mathbf{q} d\tau = \int_{V} \langle \nabla \cdot \mathbf{q} \rangle dV = \langle \mathbf{q} \cdot \nabla V \rangle$$
 (33)

и введено обозначение

$$\alpha_{22} \equiv \frac{1}{4\pi^2} \left\langle \frac{\left|\nabla V\right|^2}{r^2} \right\rangle. \tag{34}$$

Подстановка (31) во второй интеграл в (25) дает

$$-\int_{pl} \psi'(V) J'_{k}(V) h_{k} dV = C_{J}^{a} J_{pl}^{2} + \int_{pl} \varepsilon_{2} dV, \qquad (35)$$

где

$$\frac{2}{\mu_0} C_J^a = \frac{h_k}{\alpha_{22}} \Big|_b - \int_{pl} \frac{J^2}{J_{pl}^2} \frac{d}{dV} \left(\frac{h_k}{\alpha_{22}} \right) dV, \tag{36}$$

а

$$\varepsilon_2 \equiv \left\langle \frac{\sigma_{\parallel} B_p^2}{\mu_0} \right\rangle \left[\frac{dh_k}{dV} + \frac{h_k \psi''(V)}{\psi'(V)} \right]. \tag{37}$$

Первое слагаемое в правой части (35) получается с учетом равенства

$$\Psi'(V)J'(V) = -\frac{\mu_0}{2\alpha_{22}} \frac{dJ^2}{dV},$$
(38)

которое следует из (32), а второе находится путем интегрирования по частям

$$-\int_{pl} \Psi'(V) h_k \frac{d}{dV} (J_k - J) dV =$$

$$= \int_{pl} \left[\frac{dh_k}{dV} + \frac{h_k \Psi''(V)}{\Psi'(V)} \right] \left\langle \sigma_{\parallel} B_p^2 \right\rangle dV,$$
(39)

где учтено (31) и его следствие, что $J_k - J = 0$ на магнитной оси и на границе плазмы. При $p_{\perp} = p_{\parallel}$ величина ε_2 обращается в ноль, а выражение (35) переходит во второе слагаемое из (4).

При помощи (26) и (35) формула (25) преобразуется к виду

$$I_{g}\Delta\Phi_{pl} = C_{J}^{a}J_{pl}^{2} - C_{p}^{a}\int_{pl}p_{\perp}d\tau + \int_{pl}[\varepsilon + h_{k}D(p_{\parallel})]dV, (40)$$

где

$$C_{p}^{a} \int_{pl} p_{\perp} d\tau \equiv \int_{pl} \frac{dh_{k}}{dV} \langle p_{\perp} \rangle dV, \qquad (41)$$

a $\varepsilon \equiv \varepsilon_1 + \varepsilon_2$.

Для изотропной плазмы ε и $D(p_{\parallel})$ обращаются в ноль, множители C_J^a и C_p^a превращаются в C_J и C_p из (4), а (40) в точности воспроизводит (4).

4. КОЭФФИЦИЕНТЫ И ПОПРАВКИ В (40)

При $p_{\perp} = p_{\parallel} = p$, что предполагалось при выводе (4), замена $p \to p_{\perp}$ в (4) ничего не меняет, но облегчает сравнение (4) с (40). Их сходство усиливается, если заметить, что в (40) коэффициенты C_J^a и C_p^a можно с хорошей точностью заменить на C_J и C_p из (4).

Действительно, из (23) следует, что

$$h_k/h = 1 + O(\sigma_{\parallel}), \tag{42}$$

где h есть значение h_k при $\sigma_{\parallel}=0$, т. е. для изотропной плазмы. Анизотропия входит в определение C_I^a только через h_k , поэтому

$$C_I^a/C_I = 1 + O(\sigma_{\parallel}).$$
 (43)

При типичных условиях в токамаках величина $2\sigma_{\parallel} = O(\beta_{\parallel} - \beta_{\perp})$ может достигать значений лишь на уровне 0.01. Это и позволяет пренебречь отличием h_k от h в (36) и с хорошей точностью полагать $C_J^a = C_J$ при вычислении $\Delta\Phi_{pl}$.

Далее, из (23) видно, что

$$1 - dh_{k}/dV = h_{k}(V) \frac{d}{dV} \left\langle \frac{1}{\sigma r^{2}} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\sigma r^{2}} \right\rangle \approx$$

$$\approx V \frac{d}{dV} \left\langle \sigma_{\parallel} + 2x/R_{c} + 3x^{2}/R_{c}^{2} \right\rangle, \tag{44}$$

где $x = R_c - r$, $R_c = R_0 + \Delta(a)$ — большой радиус магнитной поверхности с горизонтальной полуосью a, а $\Delta(a)$ — ее смещение относительно центра вакуумной камеры. В последнем равенстве мы сохранили только слагаемые, линейные по σ_{\parallel} и вплоть до квадратичных по x/R_c . Из (44) получается

$$h_k/V = 1 + O(b^2/R_0^2) + O(\sigma_{\parallel}) + O(\Delta' b/R_0),$$
 (45)

где b — малый радиус, а штрих обозначает производную. Учет тороидальных эффектов в выражениях для $\Delta\Phi_{pl}$ обсуждался в [47, 48, 59, 64]. Обусловленные ими поправки к $\Delta\Phi_{pl}$, которые автоматически учитываются в C_J и C_p , могут быть на порядок выше, чем $O(\sigma_{\parallel})$, потому что у многих токамаков, включая ЈЕТ и ITER, $A \equiv R_0/b \approx 3$. В стандартных моделях равновесия плазмы

$$\Delta'(a) = -\frac{a}{R_c} [\beta_p + l_i/2],$$
 (46)

где $\beta_p = 2\mu_0(p-\overline{p})/B_p^2$ — полоидальная бета, $l_i = \overline{B}_p^2/B_p^2$ — внутренняя индуктивность плазмы на единицу длины (величина порядка единицы), а горизонтальная черта означает усреднение по поперечному сечению S_{pl} . При численных расчетах с $A \approx 3$ тороидальные поправки можно заметить на уровне 0.1, но они будут существенными в компактных системах.

В любом случае проделанные оценки показывают, что в формуле (40) константы (C_J^a, C_p^a) практически совпадают с (C_J, C_p) , вычисленными с точным учетом тороидальности. Тогда в (40) остается оценить лишь последний интеграл с $\varepsilon + h_k D(p_\parallel)$, равный нулю при $p_\perp = p_\parallel$.

Покажем, что при умеренных и тем более больших значениях A им можно пренебречь и при $p_{\parallel} \neq p_{\perp}$. Начнем с того, что все слагаемые с p_{\perp} в $\epsilon = \epsilon_1 + \epsilon_2$ содержат малые параметры $(B_{tg}^2 - B_t^2)/\mathbf{B}^2$, B_p^2/\mathbf{B}^2 и $1 - dh_k/dV$. Поэтому для обычных токамаков этой частью ϵ (назовем ее ϵ_{\perp}) можно пренебречь по сравнению с явным интегралом от p_{\perp} в (40).

Ситуация с $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon - \varepsilon_{\perp}$ несколько иная, поскольку интеграл от $\varepsilon_{\parallel} + h_k D(p_{\parallel})$ приходится сравнивать с первыми членами в (40), содержащими J_{pl} и поперечное давление p_{\perp} . Проблема возникает только при $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$ или $p_{\perp} \to 0$, когда основное слагаемое с p_{\perp} становится малым, и ее проще всего проиллюстрировать, обратившись к цилиндрическому пределу для плазмы с круглым сечением.

В этом случае $\Delta=0$, а p_{\parallel} , p_{\perp} и ${\bf B}^2$ зависят только от полярного радиуса ρ . Тогда продольная проекция уравнения

$$\nabla p_{\perp} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{\mu_0} [\sigma_{\parallel} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + \mathbf{B} (\mathbf{B} \cdot \nabla \sigma_{\parallel})], \quad (47)$$

эквивалентного (8), удовлетворяется тождественно, а поперечная сводится к

$$\mu_0 \frac{dp_\perp}{d\rho} = -\frac{d}{d\rho} \frac{\mathbf{B}^2}{2} - \sigma \frac{B_\theta^2}{\rho},\tag{48}$$

где B_{θ} — полоидальная компонента магнитного поля в цилиндре. Ясно, что отличие σ от единицы практически не повлияет на $\Delta\Phi_{pl}$, вычисляемый из (48) стандартным образом. Однако замена $\sigma \to 1$ полностью уничтожает зависимость $\Delta\Phi_{pl}$ от p_{\parallel} в (48).

Если же стремиться к большей точности и сохранить σ_{\parallel} в $\sigma \equiv 1 - \sigma_{\parallel}$, то и в

$$B_t^2 - B_0^2 = 2B_0(B_t - B_0) + (B_t - B_0)^2 \tag{49}$$

следует оставить последнее слагаемое. Тогда после интегрирования (48) с естественными граничными условиями $p_{\perp}(b)=0$, $B_{t}(b)=B_{0}$ и $B_{\theta}(b)=B_{J}$ получится

$$2\frac{\Delta \Phi_{pl}}{\Phi_0} = \frac{B_J^2}{B_0^2} - \beta_{\perp} - \frac{\overline{\sigma_{\parallel} B_{\theta}^2}}{B_0^2} - \frac{\overline{(B_t - B_0)^2}}{B_0^2}, \quad (50)$$

где $\beta_{\perp} \equiv 2\mu_0\overline{p}_{\perp}/B_0^2$. Последней малой поправкой всегда пренебрегают еще на стадии вычисления $\Delta\Phi_{pl}$, как это делалось при переходе от (18) к (19). В (50) она дает вклад порядка $(\Delta\Phi_{pl}/\Phi_0)^2$, который можно не учитывать даже при $\Delta\Phi_{pl}/\Phi_0=0.01$, что соответствует $\beta_{\perp}=0.02$. В этой модели $B_J/B_0=b/(qR_0)$, где q- запас устойчивости, поэтому $B_J^2/B_0^2=1/(9q^2)$ при $R_0=3b$. Слагаемое с σ_{\parallel} в (50) заведомо меньше, чем $0.5(\beta_{\parallel}-\beta_{\perp})B_J^2/B_0^2$, поэтому в нашем примере $\overline{\sigma_{\parallel}B_0^2}/B_0^2<(\beta_{\parallel}-\beta_{\perp})/72$ при q>2.

Таким образом, сохраняя последние два слагаемых в (50), вместо привычного (2) с поперечным давлением получим

$$2\frac{\Delta\Phi_{pl}}{\Phi_0} = \frac{B_J^2}{B_0^2} - C_{p0}(\beta_{\perp} + \alpha\beta_{\parallel}), \tag{51}$$

где C_{p0} — цилиндрический аналог C_p , а α — малая величина порядка B_J^2/B_0^2 . Кроме того, $D(p_{\parallel}) \neq 0$ даже в цилиндре, если плазма не круглая.

Чтобы оценить $h_k D(p_{\parallel})$ с учетом тороидальности, воспользуемся приведенными в [60, 65] частными решениями продольной компоненты уравнения (8)

$$p_{\perp} = p_{\perp 0}(V) + p_{\perp 1}(V) \frac{B_m - B}{B}$$
 (52)

И

$$p_{\parallel} = p_{\parallel 0}(V) + (p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) \frac{B - B_m}{B_m} + \frac{p_{\perp 1}}{2} \frac{(B - B_m)^2}{BB_m}, (53)$$

где $p_{\perp 0}$, $p_{\perp 1}$ и $p_{\parallel 0}$ — функции магнитной поверхности, а $B_m=B_m(V)$ — значение магнитного поля в точке, где $p_{\perp}=p_{\perp 0}$ и $p_{\parallel}=p_{\parallel 0}$. При этом угловая зависимость p_{\parallel} содержится в $B-B_m$. Выражения (52) и (53) можно рассматривать в качестве первых членов разложения p_{\perp} и p_{\parallel} по функциям $(B_m/B-1)^n$.

Подстановка (53) в (28) дает

$$D(p_{\parallel}) = (p_{\parallel 0} - p_{\perp 0})D(B/B_m) + + (p_{\perp 1}/2)[D(B/B_m) + D(B_m/B)].$$
 (54)

В токамаках наибольшая неоднородность магнитного поля связана с тороидальностью. Для оценок будем считать $B_m/B \approx r/r_m$, при этом выберем $r_m = R_c$. В таком приближении частную производную по V при постоянном B из определения $D(p_{\parallel})$ следует вычислять при постоянном r. Тогда в (54) достаточно найти лишь

$$D((r_m - r)/r) = \left\langle \frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{x}{r} - \left\langle \frac{x}{r} \right\rangle \right] \right\rangle \tag{55}$$

И

$$D((r_m - r)^2 / (rr_m)) = \left\langle \frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{x^2}{rR_o} - \left\langle \frac{x^2}{rR_o} \right\rangle \right] \right\rangle, \quad (56)$$

поскольку

$$\frac{r_m}{r} = 1 + \frac{x}{r},\tag{57}$$

$$\frac{r_m}{r} + \frac{r}{r_m} = 2 + \frac{x^2}{rR_c},\tag{58}$$

где $x = R_c - r$. Отсюда сразу следует, что $VD((r_m - r)/r) \le O(a/R_c)$ и $VD((r_m - r)^2/(rr_m)) \le \le O(a^2/R_c^2)$.

Уточним эти оценки для плазмы, магнитные поверхности которой предполагаются смещенными эллипсами с горизонтальной полуосью a и вытянутостью K = K(a):

$$r = R_c - a\cos\theta,\tag{59}$$

$$z = Ka\sin\theta,\tag{60}$$

где θ — аналог полоидального угла. Этот случай был подробно рассмотрен в [66], см. там (3.24) и далее. Здесь мы воспользуемся равенствами (3.34) и (3.35) из [66], согласно которым

$$\left\langle \frac{x}{r} \right\rangle = \frac{2\pi Ka}{V'(a)} \times \times \int_{0}^{2\pi} a \cos \theta (1 - \Delta' \cos \theta + d \sin^{2} \theta) d\theta \approx -\frac{a\Delta'}{2R_{c}}$$
 (61)

$$\left\langle \frac{x^2}{rR_c} \right\rangle = \frac{2\pi Ka}{R_c V'(a)} \times \left(\frac{1}{2} \right) \times \int_0^{2\pi} a^2 \cos^2 \theta (1 - \Delta' \cos \theta + d \sin^2 \theta) d\theta \approx \frac{a^2}{2R^2},$$
 (62)

где $V'(a) = 4\pi^2 KaR_c(1 + a\Delta'/2R_c + d), d \equiv aK'/(2K)$ предполагается малой, а при вычислении мы со-

хранили слагаемые вплоть до квадратичных по a/R_c и Δ' .

Далее, по тем же формулам получим

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial V} \frac{x}{r} \right\rangle \approx \frac{1}{V'} \left\langle \frac{\Delta'}{r} \right\rangle \approx \frac{\Delta'}{V' R_c}$$
 (63)

И

$$\left\langle \frac{\partial}{\partial V} \frac{x^2}{r R_c} \right\rangle \approx \frac{\Delta'}{V' R_c} \left\langle \frac{2x}{r} - \frac{x^2}{r R_c} \right\rangle =$$

$$= -\frac{\Delta'}{V' R_c} \left(\frac{a\Delta'}{R_c} + \frac{a^2}{2R_c^2} \right). \tag{64}$$

Подстановка этих оценок в (55) и (56) дает

$$D(x/r) \approx \frac{\Delta' - a\Delta''}{V'R} \tag{65}$$

И

$$D(x^2/(rR_c)) \approx -\frac{a/R_c}{V'R},\tag{66}$$

откуда следует, что

$$VD(p_{\parallel}) \approx (p_{\parallel 0} - p_{\perp 0}) \frac{a(\Delta' - a\Delta'')}{R_c} + \frac{a^2 p_{\perp 1}}{R_c^2}.$$
 (67)

Поэтому

$$h_k D(p_{\parallel}) \le \langle p_{\parallel} - p_{\perp} \rangle [O(a\Delta'/R_c) + O(a^2\Delta''/R_c) + O(a^2/R_c^2)].$$

$$(68)$$

Следовательно интеграл от $h_k D(p_{\parallel})$ в (40) вносит в $\Delta\Phi_{pl}/\Phi_0$ вклад порядка $0.1(\beta_{\parallel}-\beta_{\perp})$ при $R_0=3b$. В итоге поправкой с $h_k D(p_{\parallel})$ можно пренебречь по сравнению с основным слагаемым с p_{\perp} для не слишком компактных токамаков.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для интерпретации данных диамагнитных измерений в обычных токамаках более точной формулой, чем (4) или более простые частные следствия (2) или (3), должна быть

$$I_g \Delta \Phi_{pl} = C_J J_{pl}^2 - C_p \int_{pl} p_\perp d\tau + \delta, \tag{69}$$

где C_J — коэффициент, зависящий от решения уравнения равновесия, как это показано в разделе 3, величина $C_p \approx 1$, а δ — малая поправка, оценка которой проведена в разделе 4. Точные значения C_J и C_p даются формулами (36) и (41), в которых функцию h_k следует вычислять, заменив σ в (23) на единицу. Иначе говоря, для анизотропной плазмы достаточно вычислить единственный коэффициент C_J , причем в простейшем случае с

 $p_{\parallel} = p_{\perp}$, а C_p заменить на единицу. При этом вычисления по формуле (69) оказываются много проще, чем громоздкие стандартные расчеты равновесия для каждого отдельного случая (как, например, в [31]).

Можно сказать, что анизотропия тороидальной плазмы произвольной формы учитывается заменой $p \to p_\perp$ в (4). Этот результат согласуется с ожиданиями, основанными на часто применяемых "цилиндрических" формулах (2) и (3), хотя их следует считать приближенным. Они действительно дают связь $\Delta\Phi_{pl}$ с p_\perp , но не учитывают появляющуюся в более высоком порядке разложения зависимость $\Delta\Phi_{pl}$ от p_\parallel , которую мы символически включили в (69) в δ .

Отсутствие p_{\parallel} в (69) указывает на более сильную зависимость $\Delta\Phi_{pl}$ от p_{\perp} , что иллюстрируется простым, но более точным чем (2) равенством (50) в цилиндрическом пределе, в котором β_{\parallel} входит с малым параметром B_{θ}^2/B_0^2 . В (69) к этому добавляются поправки, связанные с тороидальностью. Проведенные оценки слагаемых с p_{\parallel} показывают, что они могут повлиять на $\Delta\Phi_{pl}$ при $p_{\parallel} \gg p_{\perp}$, особенно в компактных токамаках, как, например, NSTX [67], MAST [68] или обсуждавшиеся в [49, 69–71].

В обычных токамаках конечное приращение p_{\parallel} при постоянном p_{\perp} может отразиться на $\Delta\Phi_{pl}$ на уровне 0.1 по сравнению с вкладом от p_{\perp} при $A \geq 3$, но это уже будет на пределе точности диамагнитных измерений.

Величина $\Delta\Phi_{\it pl}$ является частью полного сигнала $\Phi_{\it d}$ через диамагнитную петлю. Будучи главной целью магнитных измерений, она задает необходимую точность определения других вкладов в $\Phi_{\it d}$. Практические аспекты выделения $\Delta\Phi_{\it pl}$ из $\Phi_{\it d}$ для токамака ИТЭР рассмотрены в [18]. Одной из существенных проблем при быстрых переходных процессах является учет влияния токов, наводимых в стенке вакуумной камеры на $\Phi_{\it d}$ [1–3, 5–16, 18–20, 22, 24–28, 72]. Строгий подход к данной задаче обсуждался в [50, 73], а здесь мы этих вопросов не касаемся. Для полноты отметим, что вся ранее развитая техника и предложенные теоретические алгоритмы компенсации применимы при любом соотношении $\it p_{\it l}$ и $\it p_{\it l}$.

Авторы благодарны экспертам группы ITPA по МГД-устойчивости плазмы за многочисленные полезные обсуждения, своим российским коллегам Ю.В. Грибову и С.В. Коновалову за постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Strait E.J. // Rev. Sci. Instruments. 2006. V. 77. P. 023502.
- 2. Strait E.J., Fredrickson E.D., Moret J.-M., Takechi M. // Fusion Sci. Technol. 2008. V. 53. P. 304.
- 3. Tonetti G., Christiansen J.P., de Kock L. // Rev. Sci. Instruments. 1986. V. 57. P. 2087.
- 4. Besshou S., Pustovitov V.D., Fujita N., Kondo K., Mizuuchi T., Nagasaki K., Nakasuga M., Obiki T., Okada H., Sano F., Zushi H. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 481.
- 5. *Saha S.K., Kumar R., Hui A.K.* // Rev. Sci. Instruments. 2001. V. 72. P. 4289.
- 6. Manini A., Moret J.-M., Alberti S., Goodman T.P. and Henderson M.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. P. 139.
- Joffrin E., Defrasne P. // Rev. Sci. Instruments. 2002.
 V. 73. P. 2266.
- 8. Moret J.-M., Buhlmann F., Tonetti G. // Rev. Sci. Instruments. 2003. V. 74. P. 4634.
- 9. Yamaguchi T., Watanabe K.Y., Sakakibara S., Narushima Y., Narihara K., Tokuzawa T., Tanaka K., Yamada I., Osakabe M., Yamada H., Kawahata K., Yamazaki K., LHD Experimental Group // Nuclear Fusion. 2005. V. 45. P. L33.
- Shen B., Sun Y.W., Wan B.N., Qian J.P. // Rev. Sci. Instruments. 2007. V. 78. P. 093501.
- 11. *Trembach D., Xiao C., Dreval M., Hirose A.* // Rev. Sci. Instruments. 2009. V. 80. P. 053502.
- Kumar S., Jha R., Lal P., Hansaliya Ch., Gopalkrishna M.V., Kulkarni S., Mishra K. // Rev. Sci. Instruments. 2010. V. 81. P. 123505.
- 13. *Bak J.G., Lee S.G., Kim H.S.* // Rev. Sci. Instruments. 2011. V. 82. P. 063504.
- Sevillano M.G., Garrido I., Garrido A.J., Romero J., Paley J., Moret J.-M., Coda S., Felici F., Curchod L., the TCV team // Proc. 50th IEEE Conference on Decision and Control and European Control Conference (CDC-ECC). Orlando, FL, USA, December 12–15, 2011. P. 7536.
- Ji X.Q., Yang Q.W., Xu Y., Sun T.F., Yuan B.S., Feng B.B., Liu Y., Cui Z.Y., Lu J. // Rev. Sci. Instruments. 2013. V. 84. P. 083507.
- 16. Schmitt J.C., Talmadge J.N., Anderson D.T., Hanson J.D. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 092518.
- 17. Han H.S., Hahn S.H., Bak J.G., Hyatt A., Johnson R., Woo M.H., Kim J.S., Bae Y.S., KSTAR team // Fusion Eng. Des. 2015. V. 95. P. 44.
- 18. Fresa R., Albanese R., Arshad S., Coccorese V., de Magistris M., Minucci S., Pironti A., Quercia A., Rubinacci G., Vayakis G., Villone F. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 100. P. 133.
- Endler M., Brucker B., Bykov V., Cardella A., Carls A., Dobmeier F., Dudek A., Fellinger J., Geiger J., Grosser K., Grulke O., Hartmann D., Hathiramani D., Höchel K., Köppen M., Laube R., Neuner U., Peng X., Rahbarnia K., Rummel K., Sieber T., Thiel S., Vorköper A., Werner A., Windisch T., Ye M.Y. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 100. P. 468.
- 20. Gerasimov S.N., Abreu P., Baruzzo M., Drozdov V., Dvornova A., Havlicek J., Hender T.C., Hronova O., Kruezi U., Li X., Markovič T., Pánek R., Rubinacci G.,

- Tsalas M., Ventre S., Villone F., Zakharov L.E., JET Contributors // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 113006.
- 21. Zhu L.Z., Chen Z.P., Li F.M., Liu H., Chen Z.Y., Zhuang G. // Rev. Sci. Instruments. 2016. V. 87. P. 11D420.
- Giannone L., Geiger B., Bilato R., Maraschek M., Odstrcily T., Fischer R., McCarthy P.J., Fuchs J.C., Mertens V., Schuhbeck K.H., ASDEX Upgrade Team // Rev. Sci. Instruments. 2016. V. 87. P. 053509.
- 23. Huang J., Liang Y., Qian J.P., Xu L.Q., He K.Y., Liu Y.K. and the EAST team // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 065010.
- 24. Giannone L., Fischer R., Fuchs J.C., Geiger B., Maraschek M., Rittich D., Sieglin B., Bock A., Hobirk J., Kallenbach A., Mertens V., Schuhbeck K.H., McCarthy P.J. // Rev. Sci. Instruments. 2018. V. 89. P. 106101.
- Rahbarnia K., Thomsen H., Neuner U., Schilling J., Geiger J., Fuchert G., Andreeva T., Endler M., Hathiramani D., Bluhm T., Zilker M., Carvalho B.B., Werner A., Wendelstein 7-X Team // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 096010.
- Moreau P., Le-Luyer A., Spuig P., Malard P., Saint-Laurent F., Artaud J.F., Morales J., Faugeras B., Heumann H., Cantone B., Moreau M., Brun C., Nouailletas R., Nardon E., Santraine B., Berne A., Kumari P., Belsare S., WEST Team // Rev. Sci. Instruments. 2018. V. 89. P. 10J109.
- Dubrov M.L., Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 065018.
- 28. Grebenshchikov S.E., Kharchev N.K., Vasilkov D.G. // Plasma Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 1059.
- 29. Пашнев В.К., Сороковой Е.Л., Петрушеня А.А., Ожерельев Ф.И. // ЖТФ. 2019. Т. 89. С. 55. [V.K. Pashnev, E.L. Sorokovoy, A.A. Petrushenya, and F.I. Ozherel'ev, Tech. Phys. **64**, 47 (2019).]
- 30. Пашнев В.К., Сороковой Е.Л., Петрушеня А.А. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 963. [V.K. Pashnev, E.L. Sorokovoy, and A.A. Petrushenya, Plasma Phys. Rep. 46, 1045 (2020).]
- 31. Giannone L., Fischer R., Kappatou A., Tardini G., Weiland M., Angioni C., Fable E., Griener M., McDermott R., Sieglin B., van Vuuren A.J., Bilato R., Dunne M., Gude A., Kallenbach A., Kurz J.M., Maraschek M., Rittich D.M., Ryter F., Schneider P., Schuhbeck K.H., Stroth U., H. Zohm, ASDEX Upgrade Team // Nuclear Fusion. 2021. V. 61. P. 066021.
- 32. Vlasenkov V.S., Kulygin V.M., Leonov V.M., Merezhkin V.G., Mukhovatov V.S., Semashko N.N., Sinitsyna L.D., Panasenkov A.A., Tilinin G.N. // Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res. (Proc. 6th Int. Conf., Berchtesgaden, 1976). Vienna: IAEA, 1977. V. 1. P. 85.
- 33. Andryukhina E.D., Danlikin I.S., Dyabilin K.S., Fedyanin O.I. // Proc. 12th Eur. Conf. Control. Fusion and Plasma Phys. (Budapest, 1985). ECA. V. 9F. Pt I. P. 481.
- 34. Yamada H., Ida K., Iguchi H., Morita S., Kaneko O., Arimoto H., Hosokawa M., Idei H., Kubo S., Matsuoka K., Nishimura K., Okamura S., Takeiri Y., Takita Y., Takahashi C., Hanatani K., Howe H.C., Hirshman S.P., Lee D.K. // Nuclear Fusion. 1992. V. 32. P. 25.
- 35. Zwingmann W., Eriksson L.G., Stubberfield P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2001. V. 43. P. 1441.

- Fasoli A., Gormenzano C., Berk H.L., Breizman B., Briguglio S., Darrow D.S., Gorelenkov N., Heidbrink W.W., Jaun A., Konovalov S.V., Nazikian R., Noterdaeme J.-M., Sharapov S., Shinohara K., Testa D., Tobita K., Todo Y., Vlad G. and Zonca F. // Progress in the ITER Physics Basis, Chapter 5 // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S264.
- 37. Watanabe K.Y., Suzuki Y., Sakakibara S., Yamaguchi T., Narushima Y., Nakamura Y., Ida K., Nakajima N., Yamada H., and LHD Experiment Group // Fusion Sci. Technol. 2010. V. 58. P. 160.
- 38. Asahi Y., Suzuki Y., Watanabe K.Y., Cooper W.A. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 022503.
- Qu Z.S., Fitzgerald M., Hole M.J. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. P. 075007.
- Layden B., Qu Z.S., Fitzgerald M. and Hole M.J. // Nuclear Fusion. 2016. V. 56. P. 112017.
- 41. Paz-Soldan C., Eidietis N.W., Liu Y.Q., Shiraki D., Boozer A.H., Hollmann E.M., Kim C.C., Lvovskiy A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 054001.
- Голдстон Р.Дж. // Основы физики плазмы. Т. 2 / Под ред. А.А. Галеева и Р. Судана. М.: Энергоиздат, 1984. С. 583. [R.J. Goldston, in *Handbook of Plasma Physics*, Ed. by A.A. Galeev and R.N. Sudan (Elsevier, Amsterdam, 1984), Vol. 2, p. 683.]
- 43. Lao L.L., St. John H.E., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1421.
- Wesson J. Tokamaks, 3rd ed. Oxford: Clarendon Press, 2004.
- 45. *Hutchinson I.H.* Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge Univ. Press, 2005. P. 22.
- 46. Брагинский С.И., Шафранов В.Д. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2. С. 26. [S.I. Braginskii and V.D. Shafranov. Plasma Physics and Problem of Controlled Thermonuclear Reactions / Ed. M.A. Leontovich. New York: Pergamon, 1959. V. 2. P. 39.]
- 47. Mukhovatov V.S., Shafranov V.D. // Nuclear Fusion. 1971. V. 11. P. 605.
- Greene J.M., Johnson J.L., Weimer K.E. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 671.
- Bongard M.W., Barr J.L., Fonck R.J., Reusch J.A., Thome K.E. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 072508.
- 50. Pustovitov V.D. // Fusion Eng. Des. 2017. V. 117. P. 1.
- Kruskal M.D., Oberman C.R. // Phys. Fluids. 1958.
 V. 1. P. 275.
- 52. Grad H. // Phys. Fluids. 1967. V. 10. P. 137.
- Dobrott D. R., Johnson J.L. // Plasma Phys. 1969. V. 11. P. 211.
- Spies G.O., Nelson D.B. // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 1879.
- 55. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. и Кадомцева Б.Б. М.: Энергоиздат, 1982. Вып. 11. С. 118.
- Iacono R., Bondeson A., Troyon F., Gruber R. // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. P. 1794.
- Takeda T., Tokuda S. // J. Comput. Phys. 1991. V. 93.
 P. 1.

- 58. Cooper W.A., Graves J.P., Hirshman S.P., Yamaguchi T., Narushima Y., Okamura S., Sakakibara S., Suzuki C., Watanabe K.Y., Yamada H., Yamazaki K. // Nuclear Fusion. 2006. V. 46. P. 683.
- Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010.
 V. 52. P. 065001.
- 60. *Лепихин Н.Д., Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 683. [N.D. Lepikhin and V.D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. **39**, 605 (2013).]
- Hodgson J.D.B., Neukirch T. // Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics, 2015, https://doi.org/10.1080/03091929.2015.1081188
- Souza L.C., Viana R.L. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 042502.
- Пустовитов В.Д. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 1148. [V.D. Pustovitov, Sov. J. Plasma Physics 10, 660 (1984).]
- 64. *Pustovitov V.D.* // J. Plasma Fusion Res. (formerly Kakuyugo Kenkyu). 1993. V. 69. P. 34.
- 65. Pustovitov V.D. // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1478. P. 50.
- 66. Pustovitov V.D. // Reviews of Plasma Physics. V. 21 / Ed. by B.B. Kadomtsev and V.D. Shafranov. New York: Consultants Bureau, 2000. P. 1.
- 67. Kaye S.M., Abrams T., Ahn J.-W., Allain J.P., Andre R., Andruczyk D., Barchfeld R., Battaglia D., Bhattacharjee A., Bedoya F., Bell R.E., Belova E., Berkery J., Berry L., Bertelli N., et al. // Nuclear Fusion. 2015. V. 55. P. 104002.
- 68. Kirk A., Adamek J., Akers R.J., Allan S., Appel L., Arese Lucini F., Barnes M., Barrett T., Ben Ayed N., Boeglin W., Bradley J., Browning P.K., Brunner J., Cahyna P., Cardnell S., et al. // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. P. 102007.
- 69. *Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И.* // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 307. [B.V. Kuteev, P.R. Goncharov, V.Yu. Sergeev, and V.I. Khripunov, Plasma Phys. Rep. **36**, 281 (2010).]
- 70. Сергеев В.Ю., Кутеев Б.В., Быков А.С., Петров В.С., Голиков А.А., Голубева А.В., Гончаров П.Р., Грязневич М.П., Кирнев Г.С., Клищенко А.В., Лукьянов В.В., Спицин А.В., Сычугов Д.Ю., Шпанский Ю.С. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 571. [V.Yu. Sergeev, B.V. Kuteev, A.S. Bykov, V.S. Petrov, A.A. Golikov, A.V. Golubeva, P.R. Goncharov, M.P. Gryaznevich, G.S. Kirnev, A.V. Klishchenko, V.V. Luk'yanov, A.V. Spitsyn, D.Yu. Sychugov, and Yu.S. Shpansky, Plasma Phys. Rep. 38, 521 (2012).]
- Sykes A., Costley A.E., Windsor C.G., Asunta O., Brittles G., Buxton P., Chuyanov V., Connor J.W., Gryaznevich M.P., Huang B., Hugill J., Kukushkin A., Kingham D., Langtry A.V., McNamara S., Morgan J.G., Noonan P., Ross J.S.H., Shevchenko V., Slade R., Smith G. // Nuclear Fusion. 2018. V. 58. P. 016039.
- 72. Besshou S., Aizawa K., Tomiyama K., Kondo K., Mizuu-chi T., Nagasaki K., Obiki T., Okada H., Sano F. // Rev. Sci. Instruments. 2001. V. 72. P. 3859.
- 73. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 675. [V.D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. **46**, 747 (2020).]

——— ТОКАМАКИ ——

УДК 533.9.01

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ВНЕШНЕЙ ЗАДАЧИ РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ В ТОКАМАКЕ

© 2021 г. В. Д. Пустовитов^{а, b, *}, Н. В. Чукашев^{а, c}

а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

^b Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", Москва, Россия

^с Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

*e-mail: Pustovitov VD@nrcki.ru

Поступила в редакцию 15.02.2021 г. После доработки 30.04.2021 г. Принята к публикации 25.05.2021 г.

Получены выражения для магнитного поля, создаваемого токами, текущими в плазме эллиптического сечения в токамаке. Предлагаемый аналитический подход опирается на метод функции Грина, что гарантирует точное выделение нужного решения при заданных граничных условиях и его правильную асимптотику на бесконечности. Тороидальность системы учитывается в линейном приближении, как в стандартных моделях теории равновесия, но в описании магнитного поля **B** на границе плазмы удерживается вторая гармоника по полоидальному углу. Это и некруглость границы плазмы, на которой необходимо сшивать внутреннее и внешнее решения для **B**, кардинально меняют характер задачи. Дано подробное описание приемов, позволяющих включить новые элементы в общую схему. Результат представлен через полоидальный поток как функцию координат, его градиент определяет локальные значения собственного поля.

Ключевые слова: токамак, равновесие плазмы, внешняя задача

DOI: 10.31857/S0367292121100073

1. ВВЕДЕНИЕ

Аналитическая теория равновесия плазмы в токамаке создавалась для тороидального шнура с круглым поперечным сечением [1–4]. В наше время токамаки работают с некруглой плазмой. Например, в токамаке ЈЕТ вытянутость плазмы (отношение вертикальной оси сечения к горизонтальной) составляет $K_b = 1.6-1.8$ [5, 6], токамак ИТЭР рассчитан на $K_b = 1.70-1.85$ [5, 7], в токамаке JT-60SA плазма будет иметь $K_b = 1.95$ [8], в токамаке T-15MD планируется $K_b = 1.7-1.9$ [9, 10], в токамаке COMPASS-U $K_b = 1.8$ [11].

Известно, что учет конечного K-1 необходим при интерпретации магнитных измерений. Это подтверждается формулой [12—16]

$$\Delta\Phi_D \equiv \Phi_{total} - \Phi_{vacuum} \approx \frac{2K_b}{K_b^2 + 1} \frac{(\mu_0 J)^2}{8\pi B_0} (1 - \beta_p) \quad (1)$$

для диамагнитного сигнала, где J — ток плазмы, B_0 — тороидальное магнитное поле в вакууме, а β_p — "полоидальная бета". Целью настоящей ра-

боты является получение дополняющих (1) соотношений для полоидального поля при $K_b \neq 1$.

Интерес к этой теме был всегда связан с проблемами управления формой плазмы в токамаке и магнитной диагностики [3, 4, 12–14, 17–29]. К этим классическим направлениям добавляется широкий круг задач, в которых требуется вычислять электромагнитную реакцию стенки вакуумной камеры на быстрые изменения в плазме [5, 10, 13, 14, 30-37]. Сложность таких задач часто преодолевают, заменяя плазму кольцевым проводником с током [32, 33, 37-40]. Однако плазма в магнитном поле ведет себя иначе, чем твердый проводник. Ее способность практически мгновенно деформироваться и смещаться при изменении В оказывается существенным фактором в расчетах сил, действующих на стенку при срывах [34, 35]. При этом точные численные результаты подтверждают высокую степень надежности аналитических предсказаний, основанных на стандартной модели равновесия круглой плазмы [35]. Это служит дополнительным стимулом к расширению теории на случай некруглой плазмы.

2. МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В тороидальных системах с магнитным удержанием равновесная плазма подчиняется уравнению

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B},\tag{2}$$

поэтому на ее границе S_{pl} должно быть

$$\mathbf{n}_{pl} \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{3}$$

Здесь p — давление плазмы,

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^{pl} + \mathbf{B}^{ext} \tag{4}$$

— магнитное поле, которое складывается из собственного поля плазмы \mathbf{B}^{pl} и внешнего \mathbf{B}^{ext} ,

$$\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu_0 \tag{5}$$

— плотность тока, а \mathbf{n}_{pl} — единичный вектор нормали к S_{pl} .

Индуктивные петли и датчики, реагирующие на

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E},\tag{6}$$

где ${\bf E}$ — электрическое поле, позволяют измерить приращения $\delta {\bf B}$ снаружи плазмы. В идеале итогом магнитных измерений может быть знание $\delta {\bf B}^{pl}$ и $\delta {\bf B}^{ext}$ вне тора S_{pl} . На практике определяются несколько гармоник $\delta {\bf B}$ или связанных с ними "моментов" плотности тока [4, 17—29]. Кроме того, с помощью петель, покрывающих большую площадь, получают интегральные магнитные величины [4, 12—14, 18, 19, 22, 26, 41—43].

При планировании схем измерений и интерпретации данных основным является вопрос об информации, которую они дают о плазме. В общем случае плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ в плазме неизвестна, а уравнение Био—Савара—Лапласа

$$\mathbf{B}^{pl}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{plasma} \mathbf{j}(\mathbf{r}_{pl}) \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pl}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pl}|^3} dV_{pl}$$
(7)

дает лишь интеграл. Именно поэтому профиль тока в токамаках и стеллараторах можно оценить по значениям \mathbf{B}^{pl} лишь весьма приблизительно [17–29].

Уравнение (7)в сочетании с граничным условием (3) и уравнениями $\nabla \cdot \mathbf{B}^{ext} = \nabla \times \mathbf{B}^{ext} = 0$ для \mathbf{B}^{ext} внутри вакуумной камеры дает [44]

$$\mathbf{B}^{pl}(\mathbf{r}) - \eta_{pl}\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint_{pl} (\mathbf{n}_{pl} \times \mathbf{B}) \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pl}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pl}|^3} dS_{pl}, \quad (8)$$

где интегрирование производится по границе плазмы, а

$$\eta_{pl}(\mathbf{r}) \equiv \begin{cases}
1 & \text{inside } S_{pl}, \\
0.5 & \text{at } S_{pl}, \\
0 & \text{outside } S_{nl}.
\end{cases}$$
(9)

Это точное решение можно символически представить в виде

$$\mathbf{B}_{i} = \begin{cases} \mathbf{B}^{pl} & out, \\ -\mathbf{B}^{ext} & in, \end{cases}$$
 (10)

где ${f B}_{\rm i}$ — магнитное поле, создаваемое током с поверхностной плотностью

$$\mathbf{i} \equiv (\mathbf{n}_{nl} \times \mathbf{B})/\mu_0 \tag{11}$$

на тороидальной границе S_{pl} , *in* и *out* обозначают области внутри и вне тора S_{pl} . Такой прием разделения полного поля на "внутреннее" и "внешнее", называемый методом эквивалентных поверхностных токов, хорошо известен в электродинамике [45—47]. Он упоминается в [48], а для токамаков был переоткрыт в [49, 50] и получил название принципа виртуального кожуха, см. также [4, 51—59].

Для аксиально-симметричной плазмы интегрирование по тороидальному углу превращает (8) в [60]

$$\psi^{pl} - \eta_{pl}(\psi - \psi_b) = 2\pi \oint_{pl} G\mathbf{B} \cdot d\mathbf{I}_{pl}, \tag{12}$$

где $\psi_b(t)$ — зависящее лишь от времени значение ψ на границе плазмы, $d\mathbf{l}_{pl} = \mathbf{\tau}_{pl}d\ell_{pl}$ — ориентированный элемент длины границы поперечного сечения S_{pl} ,

$$\mathbf{\tau}_{nl} = \mathbf{e}_{l} \times \mathbf{n}_{nl} \tag{13}$$

— касательный орт к этому контуру, $\mathbf{e}_{\zeta} \equiv r \nabla \zeta$ — тороидальный орт,

$$\Psi(r,z;t) \equiv \int_{0}^{r} \int_{0}^{2\pi} \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_{z} r dr d\zeta = \Psi^{pl} + \Psi^{ext}$$
 (14)

полный полоидальный магнитный поток, с которым магнитное поле связано равенством

$$2\pi \mathbf{B} = \nabla \mathbf{\psi} \times \nabla \zeta + \mu_0 I \nabla \zeta, \tag{15}$$

 (r,ζ,z) — цилиндрические координаты с r=0 на главной оси тора, как на рис. 1, а I — определенный подобно ψ (с заменой ${\bf B} \to {\bf j}$ в (14)) полоидальный ток. Входящая в (12) известная функция Грина

$$G = \frac{\sqrt{rr'}}{\pi k} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right]$$
 (16)

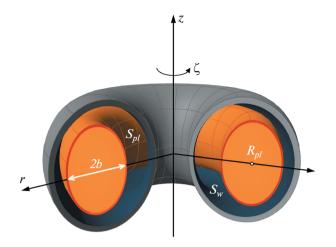


Рис. 1. Схематический вид токамака с вертикально вытянутой плазмой большого и малого радиусов R_{pl} и b соответственно. Здесь S_{pl} — тороидальная поверхность плазмы, а S_w — внутренняя сторона вакуумной камеры.

выражается через полные эллиптические интегралы первого и второго рода K и E соответственно, а

$$k^{2} \equiv \frac{4rr'}{(r+r')^{2} + (z-z')^{2}}.$$
 (17)

Во избежание путаницы отметим, что всюду, кроме (16), символ K используется для обозначения вытянутости (эллиптичности) координатных поверхностей, которые, начиная с (18) и (19) и в разделе 3, совмещаются с магнитными, а далее выбираются иначе.

Аналитическое вычисление интеграла в (12) для плазмы с круглым сечением S_{pl} описано в [60, 61], а элементы техники представлены в [52, 62, 63] с расширениями и приложениями к стеллараторам. Здесь принципиальным отличием от прежних работ будет учет вертикальной вытянутости S_{pl} .

Далее мы рассмотрим плазму, магнитные поверхности которой вблизи S_{pl} представляют собой вложенные торы $a=\mathrm{const}$ эллиптического сечения с вытянутостью K(a) и горизонтальным смещением $\Delta(a)$ относительно центра вакуумной камеры $r=R_w$:

$$r = R_w + \Delta - a\cos\theta,\tag{18}$$

$$z = Ka\sin\theta,\tag{19}$$

как на рис. 2. Здесь a — малая полуось сечения. При K = 1 построения сводятся к стандартной модели смещенных круглых магнитных поверхностей [2–4, 52, 62, 64–68]. Некоторые результаты аналитических расчетов для тороидальной

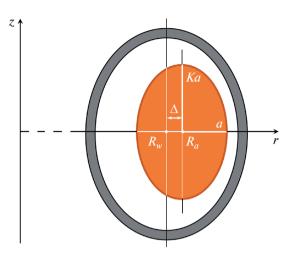


Рис. 2. Горизонтально смещенные магнитные поверхности эллиптического сечения. Здесь a и Ka — малая и большая полуоси эллипса, Δ — его сдвиг относительно центра вакуумной камеры R_w , а $R_a = R_w + \Delta$ — большой радиус магнитной поверхности a = const.

плазмы с $K \neq 1$ приводились в [4, 52, 64, 66–73], метрические коэффициенты для прямой конфигурации с $\Delta = 0$ представлены в [74].

Отметим для полноты, что при решении внешних задач часто пользуются известным электродинамическим выражением

$$\psi^{\nu} = 2\pi\mu_0 \int_{\nu} G(r, z; r', z') j_{\zeta}(r', z') dr' dz'$$
 (20)

для полоидального потока $\psi^v \equiv 2\pi r A_\zeta^v$ (A_ζ — тороидальная компонента вектор-потенциала), создаваемого распределенным кольцевым током с плотностью j_ζ в тороидальном проводнике v, см., например, уравнения (3.127) в [4], (2) в [26], (2.21) в [20], (24) в [60], (33) в [75]. При $\eta_{pl} = 0$ и условии (3) равенство (12) является его точным математическим следствием [23, 60, 62], но присутствие η_{pl} в (12) добавляет связи, не содержащиеся в (20) или аналогах (7) для токов во внешних проводниках. В частности, при $\eta_{pl} = 1$ соотношение (12) дает ψ^{ext} через поле на границе плазмы, а не через такие токи.

Наша цель — вычисление интеграла в (12) для плазмы, граница которой имеет форму эллипса.

3. ПОЛОИДАЛЬНОЕ ПОЛЕ НА ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ

Для интегрирования в (12) по такому контуру нужно удобным образом выразить функцию Гри-

на и тангенциальную компоненту магнитного поля на границе плазмы

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{\tau} = -\frac{\nabla \psi \cdot \mathbf{n}}{2\pi r} = -\frac{\psi'(a)}{2\pi} \frac{|\nabla a|}{r},\tag{21}$$

где τ и \mathbf{n} — единичные касательный и нормальный векторы к магнитной поверхности $a=\mathrm{const}$.

С параметризацией, заданной равенствами (18) и (19), получим

$$\mathbf{e}_r \equiv \nabla r = (\Delta' - \cos \theta) \nabla a + a \sin \theta \nabla \theta,$$
 (22)

$$\mathbf{e}_z \equiv \nabla z = K(1 + 2d\sin\theta)\nabla a + Ka\cos\theta\nabla\theta,$$
 (23)

где $2d \equiv aK'/K$, а штрих обозначает производную по a. Решая эту систему, находим

$$D\nabla a = -\mathbf{e}_r K a \cos \theta + \mathbf{e}_z a \sin \theta, \tag{24}$$

$$D\nabla\theta = \mathbf{e}_r K(1+2d)\sin\theta + \mathbf{e}_z(\cos\theta - \Delta'). \tag{25}$$

Введенная здесь величина

$$D = \frac{1}{|\nabla a \times \nabla \theta|} = Ka(1 - \Delta' \cos \theta + 2d \sin^2 \theta)$$
 (26)

– якобиан отображения (18) и (19).

Таким образом, в нашей модели

$$|\nabla a|^2 = \frac{a^2}{D^2} [1 + (K^2 - 1)\cos^2 \theta],$$
 (27)

так что

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{\tau} d\ell = -\frac{\mathbf{\Psi}'}{2\pi} \frac{a^2}{Dr} \left[1 + (K^2 - 1)\cos^2\theta \right] d\theta, \qquad (28)$$

где мы воспользовались выражением элемента длины эллиптического контура

$$d\ell = a\sqrt{1 + (K^2 - 1)\cos^2\theta}d\theta. \tag{29}$$

Теорема о циркуляции позволяет связать производную у' с полным током плазмы:

$$\mu_0 J = -\alpha_{22} \psi', \tag{30}$$

где коэффициент

$$\alpha_{22} = \frac{a}{R_a} \frac{K^2 + 1}{2K} f_{22} \tag{31}$$

получается интегрированием (28), $R_a = R_w + \Delta(a)$ — большой радиус магнитной поверхности, а

$$f_{22} = \frac{1}{2\pi} \times \times \int_{0}^{2\pi} \frac{1 + (K^2 - 1)/(K^2 + 1)\cos 2\theta}{(1 - a/R_a\cos\theta)(1 - \Delta'\cos\theta + 2d\sin^2\theta)} d\theta$$
(32)

– величина порядка единицы [52]. С учетом этого (28) превращается в

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{\tau} d\ell = \frac{\mu_0 J}{2\pi f_{22}} \frac{R_a K a}{D r} \left[1 + \frac{K^2 - 1}{K^2 + 1} \cos 2\theta \right] d\theta.$$
 (33)

Знаменатель Dr содержит сложную угловую зависимость, явно представленную в (32). Его можно упростить разложением по малым параметрам a/R_a , Δ ' и d:

$$\frac{R_a Ka}{Dr} \approx 1 + \left(\Delta' + \frac{a}{R_a}\right) \cos \theta -$$

$$-2d \sin^2 \theta + 2g \cos^2 \theta,$$
(34)

где

$$2g \equiv \Delta'^2 + \frac{a\Delta'}{R_a} + \frac{a^2}{R_a^2}.$$
 (35)

Подстановка этого выражения в (32) приводит к

$$f_{22} \approx 1 - d + g,\tag{36}$$

с учетом чего из (33) получим

$$\mathbf{B} \cdot d\mathbf{I} = \frac{\mu_0 J}{2\pi} \left[1 + \left(\Delta' + \frac{a}{R_a} \right) \cos \theta + \left(d + g + \frac{K^2 - 1}{K^2 + 1} \right) \cos 2\theta \right] d\theta, \tag{37}$$

что справедливо для произвольной магнитной поверхности. Здесь и далее поправки, связанные с d, учтены в линейном приближении, а с a/R_a и Δ' — в квадратичном. Последние собраны в g, см. (35). Они естественно возникают из Dr в (34) при замене $(1-x)^{-1}$ на $1+x+x^2$.

В задачах равновесия круглой плазмы в правой части (37) достаточно ограничиться первой гармоникой по полоидальному угловому параметру θ [1, 2, 4, 60, 61]. Условия применимости такой операции известны [4, 52, 65]: большое аспектное отношение и давление плазмы несколько меньше равновесного предела. Удержание слагаемого с $\cos \theta$ означает учет тороидальности системы в основном приближении. В случае некруглой плазмы важна также и вторая гармоника. Это прямо следует из (37).

Отметим, что $(K^2-1)/(K^2+1) > 0.38$ при K > 1.5. Для сравнения укажем, что $a/R_a < 0.4$ для токамаков с $R_w/b > 2.5$. К таким относятся, например, токамаки JET, ASDEX-Upgrade и ИТЭР. В этом случае основной вклад во вторую гармонику в (37) дает слагаемое с K^2 .

4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУНКЦИИ ГРИНА

В стандартной аналитической теории равновесия плазмы в токамаках [1–4, 52, 60, 64–68] связанная с тороидальностью неоднородность магнитного поля по полоидальному углу учитывается в линейном по a/R_{pl} приближении, где R_{pl} большой радиус плазмы. Чтобы вписаться в эту

схему без потери точности, можно пользоваться приближенным выражением для G [52, 60, 61]

$$G_1 \equiv \frac{R}{2\pi} [\lambda_0 - 2 - \delta_x(\lambda_0 - 1)], \qquad (38)$$

полученным из (16) с сохранением лишь линейных тороидальных поправок, которые объединены в слагаемом с

$$\delta_x \equiv \frac{x + x_b}{2R}.\tag{39}$$

Здесь

$$\lambda_0 \equiv \ln \frac{8R}{\sqrt{(x-x_b)^2 + (z-z_b)^2}},$$
 (40)

$$x \equiv R - r,\tag{41}$$

а индекс b обозначает переменную, "бегущую" по границе плазмы.

Вообще говоря, выбор R в (38)—(41) произволен. Это может быть радиус центра вакуумной камеры R_w или радиус центра крайней магнитной поверхности (границы плазмы) $R_{pl} = R_w + \Delta_b$, где Δ_b — горизонтальное смещение плазменного шнура относительно R_w . Далее использование R в формулах будет указывать на их применимость в любом интересующем нас случае. Необходимость различать близкие значения R_w и R_{pl} возникает, когда требуется точный учет положения плазмы относительно стенки ($\Delta_b \neq 0$).

Для вычисления (12) нужно выделить постоянную составляющую G_1 на контуре интегрирования, а переменную представить в виде ряда Фурье, подобного (37). Для круглой плазмы эта задача решалась в [52, 60, 61] с использованием известного полярного разложения логарифма [76]

$$\ln \frac{1}{\sqrt{1 - 2\xi\cos\omega + \xi^2}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\xi^n}{n} \cos n\omega, \tag{42}$$

где $\xi = \rho_{\min}/\rho_{\max} < 1$. Оно применимо для λ_0 и в нашем случае, если выполняется условие сходимости, но не совсем удобно, так как радиус $\rho_b = \sqrt{x_b^2 + z_b^2}$ на границе некруглой плазмы будет функцией углового параметра θ_b . В связи с этим возникает необходимость найти подходящее нашей геометрии преобразование знаменателя в (40), чтобы затем представить λ_0 в виде ряда Фурье с коэффициентами, постоянными на S_{pl} .

Начнем с тождества

$$\lambda_0 = \ln 8R - \text{Re Ln}(w - w_b), \tag{43}$$

где Ln-функция комплексного логарифма,

$$w \equiv x + iz,\tag{44}$$

а i — мнимая единица. В нашей задаче переменные x_b и z_b пробегают эллиптическую границу плазмы, которой в (18) и (19) соответствует a = b и $K = K(b) \equiv K_b$.

Координаты (a,θ) в (18) и (19) привязаны к магнитным поверхностям внутри плазмы и подчиняются там условию $\mathbf{B} \cdot \nabla a = 0$. Фактически, они были нужны лишь вблизи S_{pl} для нахождения связи $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{I}_{pl}$ с внутренним решением для B (через Δ' и d в (37)). По другую сторону S_{pl} (в вакуумном промежутке плазма-стенка) определим (a,θ) подобными равенствами

$$r = R - a\cos\theta,\tag{45}$$

$$z = Ka\sin\theta,\tag{46}$$

задающими при $a \ge b$ семейство вложенных торов с эллиптическими сечениями безотносительно к поведению линий **B**. Совпадение граничного тора a = b с S_{pl} обеспечивается заданием $K(b) = K_b$ и $R = R_{pl} = R_w + \Delta_b$. В остальном выбор координатных поверхностей $a(\mathbf{r}) = \mathrm{const}$ во внешней области произволен, что позволит ниже вместо $\mathbf{B} \cdot \nabla a = 0$ ввести ограничение (52). Таким образом, координаты (a, θ) являются магнитными только внутри S_{pl} .

Если пользоваться параметризацией (45) и (46), получим

$$w = a(\cos \theta + iK \sin \theta) =$$

$$= a \frac{K+1}{2} e^{i\theta} \left(1 - \frac{K-1}{K+1} e^{-2i\theta} \right),$$
(47)

аналогично и для w_b с заменой $a \to b$, $K \to K_b$ и $\theta \to \theta_b$. Для входящей в (43) комбинации эти подстановки дают

$$(w - w_b) \frac{2e^{-i\theta}}{a(K+1)} =$$

$$= (1 - \varepsilon e^{i\theta_-})(1 + \widetilde{\varepsilon} e^{-i\theta_+}) + \left(\varepsilon \widetilde{\varepsilon} - \frac{K-1}{K+1}\right) e^{-2i\theta},$$
(48)

где

$$\theta_{-} \equiv \theta_{b} - \theta, \quad \theta_{+} \equiv \theta_{b} + \theta,$$
 (49)

$$\varepsilon \equiv \frac{b}{a} \frac{K_b + 1}{K + 1},\tag{50}$$

a

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{K_b - 1}{K_b + 1} \varepsilon = \frac{b}{a} \frac{K_b - 1}{K + 1}.$$
 (51)

Ясно, что $a(K+1) = \ell_x + \ell_z$ — сумма полуосей эллипса a = const. Для системы вложенных координатных поверхностей во внешней области должно выполняться a > b и $Ka > K_b b$, иначе наруши-

лось бы взаимно-однозначное соответствие (45), (46). При этих условиях получаем $\varepsilon < 1$.

Равенства (47) и (48) справедливы для любых K(a) в (46), гарантирующих взаимно-однозначное соответствие $(r,z) \leftrightarrow (a,\theta)$. Здесь совпадение координатной поверхности a= const с магнитной требуется лишь на границе плазмы a=b и достигается при $K(b)=K_b$. Далее будем считать $K_b \ge 1$, а оставшейся свободой выбора K(a) воспользуемся, чтобы избавиться от слагаемого с $e^{-2i\theta}$ в (48). Оно исчезает при

$$(K+1)\varepsilon\tilde{\varepsilon} = K - 1. \tag{52}$$

Тогда комплексный логарифм от правой части (48) разбивается на два слагаемых, каждое из которых разлагается в ряд Меркатора

$$\operatorname{Ln}(1-s) = -\sum_{n=1}^{\infty} \frac{s^n}{n}, \quad |s| < 1,$$
 (53)

поскольку при a > b для токамаков с $K_b \ge 1$ выполнены условия сходимости $\varepsilon < 1$ и $\tilde{\varepsilon} < 1$, (см. (50) и (51)).

С учетом этих операций получаем из (43)

$$\lambda_0 = \ln \frac{16R}{a(K+1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon^n}{n} \left[\cos n\theta_- + \left(\frac{1-K_b}{1+K_b} \right)^n \cos n\theta_+ \right].$$
 (54)

Этот ряд Фурье с переменной θ_b и коэффициентами, постоянными на границе эллипса a = b, годится для внешней области a > b, где $\varepsilon < 1$. Связь (a, θ) с обычными цилиндрическими координатами (r, z) дается равенствами (45) и (46), где

$$Ka = \sqrt{a^2 + b^2(K_b^2 - 1)}$$
 (55)

что является следствием (52).

Последнее, обращая в нуль слагаемое с $e^{-2i\theta}$ в (48), соответствует такому $\tilde{\epsilon}$, что

$$\tilde{\varepsilon}^2 = \frac{K_b - 1}{K_b + 1} \frac{K - 1}{K + 1}.$$
 (56)

Это обеспечивает $|\tilde{\epsilon}| < 1$ при любых K(a) > 0, поэтому при $\epsilon > 1$ мы получили бы, разделив (48) на $\epsilon e^{i\theta_{-}}$,

$$(w - w_b) \frac{2e^{-i\theta_b}}{b(K_b + 1)} = -(1 - \varepsilon^{-1}e^{-i\theta_-})(1 + \tilde{\varepsilon}e^{-i\theta_+}).$$
 (57)

Подстановка этого выражения в (43) при $\varepsilon > 1$ с разложением по формуле (53) привела бы к

$$\lambda_0 = \ln \frac{16R}{b(K_b + 1)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon^{-n}}{n} \left[\cos n\theta_- + \left(\frac{1 - K}{1 + K} \right)^n \cos n\theta_+ \right],$$
 (58)

чем можно пользоваться внутри плазмы при a < b, если положить $R = R_{pl}$ и продолжить в эту область заданные (45) и (46) координаты a и θ с K(a), удовлетворяющим (55).

Заметим, что это условие делает линии a и θ ортогональными: $\nabla a \cdot \nabla \theta = 0$. При этом они фактически представляют эллиптическую сетку

$$x = c \sin u \cos \theta, \tag{59}$$

$$z = c \operatorname{ch} u \sin \theta. \tag{60}$$

как применявшиеся в работах [4, 74, 77] в задаче равновесия прямого плазменного шнура эллиптического сечения с однородной плотностью тока. Координатные поверхности a и u совпадают при таком выборе c и u, когда эллипс $u=u_0$ совмещается с границей плазмы, так что c sh $u_0=b$ ее малый радиус, а $K_b={\rm cth}\ u_0$ — вытянутость. Соответственно, c — фокальное расстояние эллипса, при постоянном b монотонно убывающее до нуля при $u_0 \to \infty$, т.е. при скруглении границы плазмы, $K_b \to 1$.

В параметризации (45), (46) с учетом (55) точка x=0 является выделенной. Это связано с занулением x при a=0 и конечностью z, что приводит к вырождению "нулевой" поверхности в отрезок. При a=0 вытянутость K(a) имеет особенность, однако эта сингулярность не препятствует вычислениям внутри плазмы. В разложение (58) вытянутость входит только в связке с малым радиусом a, образуя выражение (55), конечное при a=0. Поэтому (58) в соглашении (55) можно применять и для вычисления поля внешних источников внутри плазмы.

Подстановка в (54) и (58) $K_b = 1$ воспроизводит формулу (44) из [61] для λ_0 при круглой границе, см. также [52, 60].

Далее равенство (38) с λ_0 в виде (54) для a > b и (58) для a < b будет использоваться для вычисления интеграла в (12). Он берется по контуру плазмы, поэтому в формулах, задающих G_1 , нужно будет подставить $R = R_{pl} = R_w + \Delta_b$. Тем самым мы совместим граничные поверхности двух систем координат — потоковых в (37) и геометрических в G_1 .

5. РЕЗУЛЬТАТ ИНТЕГРИРОВАНИЯ (12) ДЛЯ ПЛАЗМЫ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Согласно (37), на границе плазмы

$$\mathbf{B} \cdot d\mathbf{I}_{pl} = \frac{\mathbf{B} \cdot d\mathbf{I}_{pl}}{1 - \frac{b}{R_{pl}} \Lambda \cos \theta_b + \Lambda_2 \cos 2\theta_b} \frac{d\theta_b}{2\pi}, \tag{61}$$

где $d\mathbf{l}_{pl}$ — элемент длины эллиптического контура, см. (29),

$$\Lambda \equiv -R_{pl} \frac{\Delta'(b)}{b} - 1, \tag{62}$$

$$\Lambda_2 \equiv d_b + \frac{K_b^2 - 1}{K_b^2 + 1}. (63)$$

В последнем мы пренебрегли квадратичными по b/R_{pl} и Δ ' поправками, дающими g в (37). Здесь их присутствие было бы некорректным, поскольку другой сомножитель в (12) вычислен в линейном приближении по тороидальности, см. (38).

Для круглой плазмы $dl_{pl} = bd\theta$, и (61) превращается в граничное условие Шафранова

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{\tau}_{pl} = B_J \left(1 - \frac{b}{R_{pl}} \Lambda \cos \alpha \right), \tag{64}$$

эквивалентное уравнениям (6.7) в [2] и (26) в [3]. Здесь α — угол в полярных координатах (ℓ , α), связанных с геометрическим центром плазмы, см. уравнение (59) и рис. 2 в [60].

Объединив (61) с (38) и подставив туда (54), из (12) получаем решение во внешней области при a > b:

$$\Psi^{pl} = \Psi_J \left(a_0^K + a_1^K \cos \theta + a_2^K \cos 2\theta \right), \tag{65}$$

где $\psi_J \equiv \mu_0 J R_{pl}$,

$$a_0^K \equiv \ln \frac{16R_{pl}}{a(K+1)} - 2,$$
 (66)

$$a_{\rm l}^K \equiv \frac{B_{\perp}^K a}{B_I b} + \frac{\Delta^K(a)}{a},\tag{67}$$

$$a_2^K \equiv \Lambda_2 \frac{b^2 (K_b^2 + 1)}{2a^2 (K + 1)^2} \tag{68}$$

амплитуды гармоник,

$$B_{\perp}^{K} \equiv -B_{J} \frac{b}{2R_{pl}} \left[\ln \frac{16R_{pl}}{b(K_{b}+1)} + \frac{2}{K_{b}+1} \left(\Lambda - \frac{K_{b}}{2} \right) \right], (69)$$

$$\Delta^{K}(a) = \frac{a^{2}}{2R_{pl}} \left[\ln \frac{a(K+1)}{b(K_{b}+1)} + \frac{2}{K_{b}+1} \left(\Lambda + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{b^{2}(K_{b}+1)}{a^{2}(K+1)} \right) \right],$$
(70)

нормировочная константа B_I введена как

$$B_J \equiv \frac{\mu_0 J}{2\pi b},\tag{71}$$

а величина K, входящая в полученные выражения, удовлетворяет равенству (55).

При $K = K_b = 1$ функции a_0^K и a_1^K превращаются в a_0 и a_1 , введенные равенствами (63) и (64) в [60]. Для удобства сравнения также приведем следствия (69) и (70) в этом пределе:

$$B_{\perp}^{eq} = -B_J \frac{b}{2R_{nl}} \left[\ln \frac{8R_{pl}}{b} + \Lambda - \frac{1}{2} \right],$$
 (72)

$$\Delta(\ell) = \frac{\ell^2}{2R_{nl}} \left[\ln \frac{\ell}{b} + \left(\Lambda + \frac{1}{2} \right) \left(1 - \frac{b^2}{\ell^2} \right) \right]. \tag{73}$$

Оба являются известными результатами В.Д. Шафранова [1—3]. Первое дает величину внешнего вертикального поля, необходимого для поддержания тороидального равновесия круглой плазмы в токамаке. Второе при $\ell = b_w$ дает Δ_{iw} — величину ее смещения относительно идеально проводящей круглой стенки радиуса b_w , когда B_{\perp}^{eq} создается только токами, наведенными в этой стенке, а ее граница совпадает с магнитной поверхностью. Эти соотношения приводятся здесь в обозначениях [60], см. там (1), (65) и рис. 2.

Если входящее в (4) внешнее поле ${\bf B}^{ext}$ известно, то выражения (65) с сопутствующими определениями достаточно для интерпретации магнитных измерений с помощью ψ -петель, которые представляют собой кольцевой проводник, проходящий вдоль тора параллельно плазменному шнуру [4, 12—14, 18, 19, 22, 26, 41—43]. Однако при переходных процессах, наиболее ярким примером которых являются срывы [5, 6, 67, 78—80] или принудительное гашение разряда [5, 67, 78—80], величина ${\bf B}^{ext}$ сама становится неизвестной из-за токов, наведенных в стенке вакуумной камеры, см. [61]. Поэтому полезным может быть и подобное (65) выражение для $\psi^{ext} = \psi - \psi^{pl}$. Поль-

зуясь (12), мы можем найти его внутри S_{pl} . Для

нашего случая оно получается подстановкой (58) и (61) в (12)

$$\psi^{ext} = \psi_b - \psi_J \left[a_0^K(b) + \frac{B_{\perp}^K a}{B_J b} \cos \theta + A_2 \frac{a^2 (K^2 + 1)}{2b^2 (K_b + 1)^2} \cos 2\theta \right],$$
(74)

где a_0^K — функция (66).

Это равенство хорошо дополняет (65)—(68) тем, что обеспечивает $\psi^{pl} + \psi^{ext} = \psi_b$ на границе плазмы, как и должно быть вследствие (3). Оно легко трансформируется к обычным переменным (r, z). Действительно, в этом разделе (a, θ) связаны с (r, z) посредством (45) и (46) с $R = R_{pl}$, поэтому $a\cos\theta = R_{pl} - r$, $a^2(K^2 + 1)\cos 2\theta = b^2(K_b^2 - 1) + 2\left\lceil (R_{pl} - r)^2 - z^2 \right\rceil$.

Эти подстановки приводят (74) к виду

$$\psi^{ext} = \psi_0^{ext} + \psi_\perp^{ext} + \psi_q^{ext}, \tag{75}$$

гле

$$\psi_0^{ext} \equiv \psi_b - \psi_J \left[\ln \frac{16R_{pl}}{b(K_b + 1)} - 2 \right] - \pi R_{pl} b B_2 \frac{K_b^2 - 1}{2}$$
(76)

независящая от координат функция времени,

$$\psi_{\perp}^{ext} \equiv 2\pi R_{pl} B_{\perp}^{K} (r - R_{pl}), \tag{77}$$

$$\Psi_q^{ext} = \pi \frac{R_{pl}}{h} B_2 \left[z^2 - (R_{pl} - r)^2 \right], \tag{78}$$

а множитель B_2 задается как

$$B_2 \equiv B_J \frac{2\Lambda_2}{\left(K_b + 1\right)^2}. (79)$$

Здесь B_J — величина (71), а Λ_2 — величина (63).

6. ОБСУЖДЕНИЕ

В токамаке

$$\psi^{ext} = \psi^e + \psi^w, \tag{80}$$

где e и w обозначают, соответственно, вклады от внешних катушек и стенки вакуумной камеры. Если ψ^e известно, как и должно быть при заданных токах в полоидальных катушках, разность ψ^{ext} , найденного из условий равновесия плазмы, и ψ^e даст нам ψ^w . Поэтому равенство (75) тоже может быть полезным для диагностики плазмы.

Отметим, что при неизменном ψ^e величина ψ^w дает все 100% изменения ψ^{ext} . По определению найденная ψ^{ext} описывает внешнее поле, необходимое для удержания плазмы в равновесии при заданных R_{pl} и K_b . Равенства (77) и (78) связывают их с B_{\perp}^K и B_2 , которые зависят от параметров плазмы через (69) и (79). Последнее при подстановке (63) дает

$$B_2 = B_J \frac{2}{(K_b + 1)^2} \left(d_b + \frac{K_b^2 - 1}{K_b^2 + 1} \right). \tag{81}$$

При $d_b = 0$, что получается при однородной плотности тока в плазме, это совпадает с результатом (44) в [3], (3.9) в [4], (25) при $j_B = 0$ в [74]. Тогда при $K_b = 1.8$ из (81) получим $B_2 = 0.1348 B_J$, а при $K_b = 2$ будет $B_2 = 0.1333 B_J$. Это иллюстрирует слабую зависимость $B_2(K_b)$ в окрестности типичного для многих токамаков значения $K_b = 1.8$. При этом даже малые изменения d_b могут сильнее повлиять на приращение δB_2 . Последнее при заданном B_2^e может быть создано только токами в стенке. Если же они недостаточны для поддержания B_2 на уровне (81), то равновесие плазмы в заданном положении будет невозможным. На практике именно так и происходит при срывах, когда при изменении внутренних параметров плазмы она смещается по вертикали и движется к стенке. Такие события, приводящие к контакту горячей плазмы со стенкой и большим электродинамическим нагрузкам, называются vertical displacement events (VDEs) [5-8, 30-34, 36, 38, 67, 78—80]. Переход к VDE и сопутствующие явления при упомянутой слабой зависимости $B_2(K_h)$ должны наблюдаться при тепловом срыве (TQ) в токамаке ИТЭР, см. рис. 5 и далее в [31], где представлены результаты полномасштабных расчетов с помощью кода DINA. Возрастание K_b после TQ и уход плазмы по вертикали указывают на необходимость учета d_h в (81) и его изменения при

Связь (81) означает, что измеряемой может быть лишь комбинация в правой части. Ясно, что измерения квадрупольного поля должны быть проще и информативнее при срывах тока. Действительно, согласно (81), $B_2 \to 0$ при $J \to 0$, что гарантирует большую амплитуду измеряемого сигнала, на уровне 10% от начального B_J .

Наша процедура, основанная на (12), дает нам ψ^{ext} только в объеме плазмы. За его пределами это выражение также удовлетворяет уравнению

$$\nabla \cdot \frac{\nabla \psi^{ext}}{r^2} = 0, \tag{82}$$

но область его применимости вне тора зависит от расположения внешних проводников. В крайнем случае, когда поле ${\bf B}^{ext}$ создается токами на поверхности плазмы S_{nl} , как показано формулами (10) и (11), продолжение (74) за пределы $S_{\it pl}$ некорректно. В обычной же ситуации, когда ближайшим токонесущим проводником является стенка вакуумной камеры S_w , а катушки полоидального поля находятся на некотором удалении от S_w , аппроксимацию (74) можно продолжить вплоть до S_w . Математически это опирается на тот факт, что решение уравнения (82) с заданными граничными условиями единственно. Поэтому совпадение двух решений внутри S_{pl} означает, что они должны быть одинаковы всюду. Следует только помнить, что (74) представляет собой три первых члена ряда Фурье. Точность этого разложения уменьшается при удалении от оси в область, где вклад от более высоких гармоник $\propto \rho^m \cos mu$ возрастает. С этими оговорками можно рассматривать (74) как приближенное описание внешнего магнитного поля вплоть до S_w .

Согласно (14), (15) и (12), функция ψ^{ext} определяет магнитное поле, создаваемое всеми токами, внешними по отношению к плазме (включая те, которые индуцированы в стенке):

$$2\pi \mathbf{B}_{p}^{ext} = \nabla \mathbf{\psi}^{ext} \times \nabla \zeta. \tag{83}$$

Подстановка (75) дает

$$\frac{r}{R_{nl}}\mathbf{B}_{p}^{ext} = B_{\perp}^{K}\mathbf{e}_{z} + B_{2}\frac{(R_{pl} - r)\mathbf{e}_{z} - z\mathbf{e}_{r}}{b}.$$
 (84)

Здесь первое слагаемое (77) определяет амплитуду вертикального поля, необходимого для удержания плазмы по большому радиусу. Сравнение (69) с (72) показывает его отличие от классического значения B_{\perp}^{eq} . Как и должно быть, B_{\perp}^{K} и B_{\perp}^{eq} совпадают при $K_b=1$. В численных расчетах [18] было установлено, что они остаются близкими при $K_b<1.5$. Слабая зависимость B_{\perp}^{K} от K_b подтверждается формулой (69).

Второе слагаемое описывает квадрупольное магнитное поле, необходимое для вытягивания сечения плазмы. Согласно (84), введенная (79) константа B_2 соответствует величине такого поля на расстоянии b от центра S_{pl} .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод аналитического решения внешней задачи в токамаке с плазмой эллиптического сечения. Построения выполнены по схеме, ранее развитой для круглой плазмы [60], но те-

перь допускаются конечные значения вытянутости K_b . Это существенно меняет граничные условия и требует дополнительных вычислений.

Получение аналитических выражений для ${\bf B}^{pl}$ вне плазмы всегда было сопряжено с большими трудностями [1, 4, 23, 66, 68, 74], даже если плазма круглая. Использование в качестве основы математически совершенного равенства (12) со стандартной функцией Грина (16) сводит задачу к вычислению контурного интеграла. Равенство (61) подсказывает удобную параметризацию ${\bf B}\cdot d{\bf I}$, которой (с удержанием большего числа гармоник) можно пользоваться при любой форме плазмы. Для завершения вычислений остается преобразовать G к подобному виду. Здесь упрощение достигается переходом к новым переменным (a, θ) , в которых вытянутость K поверхностей a = const подчиняется условию (55).

Полученные выражения связывают измеряемые магнитные величины с характеристиками плазмы. Обе функции ψ^{pl} и ψ^{ext} определяются интегралом (12), поэтому измерения полоидального магнитного поля в вакуумном зазоре плазмастенка могут дать лишь те плазменные параметры, которыми задается B на S_{pl} . В нашем случае это входящие в (61) Λ и Λ_2 и, разумеется, полный ток J. Столь малый объем информации объясняется тем, что \mathbf{B}^{pl} — интегральная величина, см. (7).

Еще одна область, где потребуются приведенные соотношения для ψ^{pl} и ψ^{ext} , — это анализ быстрых переходных процессов, при которых наводятся значительные токи в стенке вакуумной камеры. Начиная с [1], стандартная теория равновесия была нацелена на предсказание горизонтального смещения плазмы. Учет второй гармоники в ψ^{pl} и ψ^{ext} открывает возможность анализа вертикального движения плазмы в более адекватной постановке, нежели в моделях [32, 33, 37] с заменой плазмы тонким жестким проводником.

Авторы благодарны экспертам группы ITPA по МГД-устойчивости плазмы за многочисленные полезные обсуждения, своим российским коллегам С.В. Коновалову, Н.В. Иванову, Ю.В. Грибову и Б.В. Кутееву за поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шафранов В.Д. // Атомная энергия. 1962. Т. 13. C. 521. [V.D. Shafranov, J. Nuclear Energy C 5, 251 (1963).]
- Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963.
 С. 92. [V.D. Shafranov, in *Reviews of Plasma Physics*, ed. by М.А. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 2, p. 103.]

- 3. Mukhovatov V.S., Shafranov V.D. // Nuclear Fusion. 1971. V. 11. P. 605.
- 4. Захаров Л.Е., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 11 / Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоиздат, 1982. С. 118. [L.E. Zakharov and V. D. Shafranov, Reviews of Plasma Physics, Vol. 11. Ed. by M.A. Leontovich and B.B. Kadomtsev. Consultants Bureau, New York, 1986.]
- 5. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y., Gruber O., Gryaznevich M., Giruzzi G., Günter S., Hayashi N. et al. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S128.
- 6. Romanelli F., Kamendje R., JET-EFDA Contributors // Nuclear Fusion. 2009. V. 49. P. 104006.
- 7. Shimada M., Campbell D.J., Mukhovatov V., Fujiwara M., Kirneva N., Lackner K., Nagami M., Pustovitov V.D., Uckan N., Wesley J., Asakura N., Costley A.E., Donné A.J.H., Doyle E.J., Fasoli A. et al. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. P. S1.
- Barabaschi P., Kamada Y., Shirai H., the JT-60SA Integrated Project Team // Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 112005.
- Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Injutin N.V., Khvostenko A.P., Kochin V.A., Kuzmin E.G., Levin I.V., Lutchenko A.V., Modyaev A.L., Nikolaev A.V., Notkin G.E., Romannikov A.N., Sidorenko D.M., Sokolov M.M., Solopeko A.V., Sushkov A.V. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 1108.
- Dubrov M.L., Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 065018.
- 11. Panek R., Markovic T., Cahyna P., Dejarnac R., Havlicek J., Horacek J., Hron M., Imrisek M., Junek P., Komm M., Sestak D., Urban J., Varju J., Weinzettl V., Adamek J. et al. // Fusion Eng. Des. 2017. V. 123. P. 11.
- 12. Lao L.L., St. John H.E., Stambaugh R.D., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1421.
- 13. Strait E.J. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 023502.
- 14. Strait E.J., Fredrickson E.D., Moret J.-M., Takechi M. // Fusion Sci. Technol. 2008. V. 53. P. 304.
- 15. Fresa R., Albanese R., Arshad S., Coccorese V., de Magistris M., Minucci S., Pironti A., Quercia A., Rubinacci G., Vayakis G., Villone F. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 100. P. 133.
- 16. Pustovitov V.D. // Fusion Eng. Des. 2017. V. 117. P. 1.
- 17. Wootton A.J. // Nuclear Fusion. 1979. V. 19. P. 987.
- Swain D.W., Neilson G.H. // Nuclear Fusion. 1982.
 V. 22. P. 1015.
- 19. Lao L.L., St. John H., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nuclear Fusion. 1985. V. 25. P. 1611.
- 20. *Кузнецов Ю.К., Пятов В.Н., Ясин И.В.* // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 139. [Yu.K. Kuznetsov, V.N. Pyatov and I.V. Yasin, Sov. J. Plasma Phys. **13** (1987) 75.]
- 21. *Вабищевич П.Н.*, *Зотов И.В.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 1299. [P.N. Vabishchevich and I.V. Zotov, Sov. J. Plasma Phys. **14**, 759—764 (1988)].
- Lao L.L., Ferron J.R., Groebner R.J., Howl W., St. John H., Strait E.J., Taylor T.S. // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 1035.

- Braams B.J. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1991.
 V. 33. P. 715.
- 24. Kurihara K. // Fusion Technology. 1998. V. 34. P. 548.
- 25. *Pustovitov V.D.* // Nuclear Fusion. 2001. V. 41. P. 721.
- 26. Lao L.L., St. John H.E., Peng Q., Ferron J.R., Strait E.J., Taylor T.S., Meyer W.H., Zhang C., You K.I. // Fusion Sci. Technol. 2005. V. 48. P. 968.
- 27. Brix M., Hawkes N.C., Boboc A., Drozdov V., Shara-pov S.E., JET-EFDA Contributors // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 10F325.
- 28. *Demidov A.S.*, *Savel'ev V.V.* // Russian J. Mathematical Physics. 2010. V. 17. P. 56.
- Zaitsev F.S., Kostomarov D.P., Suchkov E.P., Drozdov V.V., Solano E.R., Murari A., Matejcik S., Hawkes N.C., JEST-EFDA Contributors // Nuclear Fusion. 2011. V. 51. P. 103044.
- 30. Villone F., Barbato L., Mastrostefano S., Ventre S. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 095008.
- 31. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P. 115012.
- 32. *Kiramov D.I.*, *Breizman B.N.* // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 100702.
- 33. *Pfefferlé D.,Bhattacharjee A.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 022516.
- 34. *Sovinec C.R., Bunkers K.J.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 024003.
- 35. Isernia N., Pustovitov V.D., Villone F., Yanovskiy V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. P. 115003.
- Clauser C.F, Jardin S.C., Ferraro N.M.// Nuclear Fusion. 2019. V. 59. P. 126037.
- Bardsley O.P., Hender T.C. // Phys. Plasmas. 2020.
 V. 27. P. 102508.
- 38. *Riccardo V., Walker S., Noll P.* // Fusion Eng. Des. 2000. V. 47. P. 389.
- 39. Xu Weiwei, Liu Xufeng, Du Shuangsong, Song Yuntao // Fusion Eng. Des. 2017. V. 114. P. 131.
- 40. *Ma Xuebin, Li Min, Liu Songlin* // Fusion Eng. Des. 2018. V. 131. P. 21.
- 41. Kurihara K. // Fusion Eng. Des. 2000. V. 51–52. P. 1049.
- 42. Chiariello A.G., Formisano A., Ledda F., Martone R., Murari A., Pizzo F., Terranova D., JET Contributors // Fusion Eng. Des. 2019. V. 146. P. 2074.
- 43. *Pan Y., Fan W., Chen C., Yin Z.* // Plasma Sci. Technol. 2019. V. 21. P. 105602.
- 44. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2008. V. 50. P. 105001.
- 45. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. Москва: ОГИЗ государственное издательство технико-теоретической литературы, 1948. [J.A. Stratton, Electromagnetic Theory (McGraw-Hill, New York, 1941).]
- 46. *Смайт В.* Электростатика и электродинамика. М.: Изд-во иностранной литературы, 1954. [W.R. Smythe, *Static and Dynamic Electricity*, 3rd ed. (McGraw Hill, New York, 1968).]
- 47. *Марков Г.Т.*, *Чаплин А.Ф*. Возбуждение электромагнитных волн. М.: "Энергия", 1967.
- 48. *Морозов А.И.*, *Соловьев Л.С.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 2 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3. [А.І. Morozov and

- L.S. Solov'ev, in: *Reviews of Plasma Physics* (edited by M.A. Leontovich), Consultants Bureau, New York (1966), pp. 1–101.]
- 49. Shafranov V.D., Zakharov L.E. // Nuclear Fusion. 1972. V. 12. P. 599.
- 50. Zakharov L.E. // Nuclear Fusion. 1973. V. 13. P. 595.
- 51. *Takeda T., Tokuda S.* // J. Comput. Phys. 1991. V. 93. P. 1.
- 52. *Pustovitov V.D.* // Reviews of Plasma Physics. V. 21 / Ed. by *B.B. Kadomtsev and V.D. Shafranov*. New York: Consultants Bureau, 2000. P. 1.
- Strumberger E., Günter S., Merkel P., Schwarz E., Tichmann C., Zehrfeld H.-P. // Nuclear Fusion. 2002. V. 42. P. 827.
- 54. Hirshman S.P., Lazarus E.A., Hanson J.D., Knowlton S.F., Lao L.L. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 595.
- 55. Lazerson S.A., Sakakibara S., Suzuki Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 025014.
- Li X., Zakharov L.E., Drozdov V.V. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 012505.
- Hanson J.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015.
 V. 57. P. 115006.
- Sweeney R.M., Strait E.J. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. P. 012509.
- Malhotra D., Cerfon A.J., O'Neil M., Toler E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 024004.
- 60. Пустовитов В.Д. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. C. 1088. [V.D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. 45, 1114 (2019).]
- 61. Pustovitov V.D. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 062510.
- 62. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 1436. [V.D. Pustovitov, Sov. J. Plasma Phys. **14**, 840 (1988).]
- 63. Pustovitov V.D. // Nuclear Fusion. 1990. V. 30. P. 1523.
- 64. Freidberg J.P. Ideal MHD. New York: Plenum, 1987.
- 65. Пустовитов В.Д., Шафранов В.Д. // Вопросы теории плазмы. Вып. 15 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 146. [V.D. Pustovitov and V.D. Shafranov, in Reviews of Plasma Physics, Ed. by В.В. Kadomtsev (Energoatomizdat, Moscow, 1987; Consultants Bureau, New York, 1990), Vol. 15. p. 163.]

- 66. *Миямото К.* Основы физики плазмы и управляемого синтеза. М.: Физматлит, 2007. [K. Miyamoto, *Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion*. Revised edn. NIFS-PROC-48 (Toki, National Institute for Fusion Science, 2001).]
- Wesson J. Tokamaks, 3rd ed. Oxford: Clarendon Press, 2004.
- 68. Goedbloed J.P., Keppens R., Poedts S. Advanced Magnetohydrodynamics; with Applications to Laboratory and Astrophysical Plasmas. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010.
- 69. *Матвеева Е.А., Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 151. [E.A. Matveeva and V.D. Pustovitov, Sov. J. Plasma Phys. **14**, 81 (1988).]
- Guazzotto L., Freidberg J.P. // Phys. Plasmas. 2007.
 V. 14. P. 112508.
- Ferrara M., Hutchinson I.H., Wolfe S.M. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48. P. 065002.
- Stacey W.M., Bae Ch. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 082501.
- 73. Aghbolaghi M.A., Farahani N.D., Davani F.A. // Fusion Eng. Des. 2019. V. 143. P. 1.
- Goedbloed J.P., Zakharov L.E. // Nuclear Fusion. 1980.
 V. 20. P. 1515.
- Jardin S.C., Pomphrey N., DeLucia J. // J. Comput. Phys. 1986. V. 66. P. 481.
- Gradshteyn I.S., Ryzhik I.M. Table of Integrals, Series and Products. Academic Press, 2007.
- 77. Gajewski R. // Phys. Fluids. 1972. V. 15. P. 70.
- Lehnen M., Arnoux G., Brezinsek S., Flanagan J., Gerasimov S.N., Hartmann N., Hender T.C., Huber A., Jachmich S., Kiptily V., Kruezi U., Matthews G.F., Morris J., Plyusnin V.V., Reux C., Riccardo V., Sieglin B., de Vries P.C. // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. P. 093007.
- Romanelli F., JET EFDA Contributors // Nuclear Fusion, 2013. V. 53. P. 104002.
- 80. Hollmann E.M., Aleynikov P.B., Fulop T., Humphreys D.A., Izzo V.A., Lehnen M., Lukash V.E., Papp G., Pautasso G., Saint-Laurent F., Snipes J.A. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 021802.

= ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ МРИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМПЛОЗИИ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК СМЕШАННОГО СОСТАВА

© 2021 г. К. Н. Митрофанов^{а,*}, В. В. Александров^а, А. В. Браницкий^а, Е. В. Грабовский^а, А. Н. Грицук ^а, Г. М. Олейник^а, И. Н. Фролов^а

^а ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия *e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.04.2021 г. После доработки 11.05.2021 г. Принята к публикации 20.05.2021 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию сжатия плазмы двухкаскалных многопроволочных сборок смешанного состава и генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ), проведенных на мощной электрофизической установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока до 3 МА. Основываясь на последних экспериментальных данных об интенсивности плазмообразования различных веществ \dot{m} (в мкг/(см²·нс)) [*Митрофанов К.Н. и др.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1059–1093.1 и об особенностях динамики сжатия плазмы во вложенных сборках [*Митрофанов К.Н. и др. //* Физика плазмы. 2018. Т. 44. \mathbb{N} 2. С. 157—192.], разработана конструкция двухкаскадного лайнера, позволяющая получать высокую пиковую мощность, МРИ по сравнению с оптимальными (по мощности излучения) конструкциями одиночных и вложенных вольфрамовых проволочных сборок. За счет подбора веществ с различной величиной скорости плазмообразования удалось уменьшить уровень магнитогидродинамических неустойчивостей на финальной стадии сжатия внутренней сборки. Благодаря этому удалось сократить длительность импульса излучения и повысить мощность МРИ. При имплозии вложенных сборок смешанного состава, состоящих из пластиковых волокон и вольфрамовых проволок, получены более короткие и мощные импульсы МРИ с максимальным значением пиковой мощности $P_{SXR}^{max} \sim 10~{\rm TBr}$ длительностью на полувысоте *FWHM*~5 нс по сравнению с параметрами импульсов МРИ при сжатии одиночных вольфрамовых сборок: $P_{SXR}^{max} \sim 5 \, \mathrm{TBr}$ и $FWHM \sim 10$ нс. Таким образом, в условиях наших экспериментов показана возможность двухкратного увеличения пиковой мощности МРИ при сжатии вложенных сборок путем оптимизации их конструкции. Одним из результатов работы явилось определение оптимальных параметров вложенных сборок и прогноз пиковой мощности МРИ для экспериментов на мощных электрофизических установках, отличающихся друг от друга существенно различным уровнем разрядного тока 4—26 MA (Ангара-5-1, Julong-1, ZR).

Ключевые слова: имплозия многопроволочной сборки, вложенные проволочные сборки, магнитное поле, тонкие проволоки/волокна, отставшая плазма, Z-пинч, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0367292121100048

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире активно проводятся эксперименты по сжатию токонесущих плазменных нагрузок, называемых лайнерами, для получения мощных источников мягкого рентгеновского излучения (МРИ, hv > 100 эВ) на основе Z-пинча. Для этих целей, как правило, используются сильноточные генераторы мегамперных токов. В экспериментах на современных электрофизических установках: ZR (США); Ангара-5-1, C-300, ГИТ-12 и ВМГ (Россия); Julong-1 (быв. PTS, KHP); MAGPIE (Великобритания);

SPHINX (Франция) и др., − в качестве нагрузок используются многопроволочные сборки, состоящие из нескольких десятков и даже сотен тонких проволок [1−8]. Было обнаружено, что использование на данных установках нагрузок в виде сборок с большим числом проволок приводит к существенному сокращению длительности рентгеновского импульса (до 5−8 нс) при сохранении полной энергии излучения ~1.8−2 МДж [4]. Поэтому на сегодняшний день пинчи, получаемые при токовой имплозии многопроволочных сборок, относятся к наиболее мощным лаборатор-

ным источникам МРИ. Их можно использовать для различных приложений фундаментального и технологического характера. Среди наиболее интересных и перспективных приложений следует отметить использование проволочных сборок в исследованиях по программе инерциального термоядерного синтеза (ИТС) [9, 10]. После модернизации установки Z (ток до 20 МА за 100 нс) в установку ZR (ток до 26 МА) [11, 12] были получены импульсы МРИ мощностью 350—450 ТВт и энергией 2-2.2 МДж [13].

В работах [14-16] экспериментально продемонстрировано, что такой рентгеновский источник с указанными параметрами возможно использовать в схемах для непрямого сжатия термоядерной мишени для ИТС [17, 18]: "Double Z-Pinch Hohlraum" (или "Vacuum Hohlraum") с лвумя излучающими пинчами по торцам полости хольраума [19, 20] и "Dynamic Hohlraum" [21] в виде вложенных многопроволочных сборок. Успешно продемонстрировано ~7-кратное сжатие сферической мишени. Получены высокий выход D-D-реакции вплоть до 3×10^{11} нейтрон/имп и температура плазмы 1.1-3.0 кэВ. В экспериментах на установке Z в схеме "Dynamic Hohlraum" на основе двухкаскадных вложенных многопроволочных сборок была получена яркостная температура излучения на мишень около 215 эВ [14, 22].

Для реализации мощного источника МРИ на будущих установках необходимо разработать оптимальную конструкцию нагрузки, способную обеспечить компактное сжатие плазмы и получение интенсивности излучения чернотельного излучателя 10^{14} – 10^{15} Bт/см² с температурой более 250 эВ [17]. Такие параметры источника излучения требуются для достижения при радиационном сжатии сферической термоядерной мишени температуры и плотности сжатого топлива, необходимых для протекания термоядерной реакции. Хотя эксперименты на установке ZR и демонстрируют некоторый оптимизм по созданию мощного источника рентгеновского излучения и свидетельствуют о возможности осуществления пороговых экспериментов по реализации ИТС при облучении термоядерной мишени импульсом МРИ Z-пинча, однако, по современным представлениям для зажигания топлива в термоядерной мишени непрямого облучения требуется пиковая мощность импульса МРИ выше 1000 ТВт [17, 23]. Для дальнейшего продвижения в этой области и достижения такого уровня мощности при токовой имплозии цилиндрических многопроволочных сборок необходимо увеличение амплитуды разрядного тока импульсной электрофизической установки до уровня 100 МА и проведение работ по оптимизации конструкции лайнера. Для этого в настоящее время проектируется новое поколение электрофизических установок петаваттной электрической мощности (\sim 500-1000 ТВт) - БАЙКАЛ, ЭМИР (в России) и Х-1 (в США) с уровнем тока 50-70 МА и временем нарастания \sim 100-800 нс [24-28].

Одним из методов повышения выхода МРИ является применение двухкаскадных конструкций нагрузки, например, вложенных в друг друга проволочных (волоконных или пенных) сборок [5, 29–36]. В таком типе плазменных нагрузок взаимодействие плазмы, генерируемой внешним каскадом, с плазмой внутреннего каскада может привести при определенных условиях к формированию более однородного по пространству распределения плотности плазмы и, как следствие этого, будет способствовать компактному сжатию плазмы пинча. Особенность сжатия плазмы подобных вложенных лайнеров состоит в увеличении воспроизводимости параметров импульса мощности МРИ, а также в более высокой амплитуде и меньшей длительности по сравнению с одиночными многопроволочными сборками [33, 37].

Однако, финальная стадия сжатия лайнеров, в том числе проволочных сборок [38–40] и тонких металлических оболочек [41], сопровождается развитием различного рода неустойчивостей. Одним из основных и опасных типов неустойчивостей внешней границы плазмы, ускоряемой магнитным давлением собственного тока, является магнитная Релей-Тейлоровская (МРТ) неустойчивость. Наблюдавшееся в эксперименте опережающее сжатие некоторой части массы лайнера и образование отставшей плазмы (т.н. "trailing mass" [42, 43]) в результате развития неустойчивостей негативно влияют на параметры импульса MPИ – его длительность и амплитуду. Поэтому для получения мощных импульсов рентгеновского излучения необходимо оптимизировать конструкцию лайнеров с целью ограничения влияния МРТ-неустойчивости.

В экспериментах на установке Ангара-5-1 по сжатию волоконных сборок [44] впервые было обнаружено, что в случае вложенных сборок, когда внешним каскадом является сборка из пластиковых (капроновых) волокон, а внутренним каскадом - вольфрамовая сборка, могут реализоваться условия, при которых сжатие вольфрамовой сборки происходит устойчиво. При этом присущая сжатию плазмы одиночных проволочных сборок МРТ-неустойчивость оказывается сильно подавленной. На внешней границе вольфрамовой сборки практически отсутствуют возмущения с большой амплитудой по сравнению со случаем обычной одиночной проволочной сборки. Как следствие этого, на оси вложенных сборок образуется устойчивый и компактный Z-пинч.

Позднее, в экспериментах [45] по сжатию тонких металлических оболочек (лайнеров) из алюминия и бериллия, в рамках практической реализации ИТС по схеме MagLIF было показано, что нанесение на внешнюю поверхность такого лайнера диэлектрического покрытия из пленки полипропилена толщиной в несколько десятков микрон позволяет существенно уменьшить развитие неустойчивостей по сравнению со случаем металлических оболочек без покрытия. По нашему мнению, наличие позади металлической оболочки плазмы, образованной преимущественно из вещества диэлектрической пленки, приводит к более широкому распределению тока в плазме сжимающегося лайнера, что способствует более медленному росту неустойчивостей, как теоретически было показано в работе [46]. По тем же причинам имеет место эффект стабилизации MPT-неустойчивости в случае сжатия W-сборки в составе капрон-вольфрамовых вложенных сборок [44] или устойчивое сжатие плазмы в другом типе лайнера — металлизированных волоконных сборках [40, 47].

Таким образом, оказывается вполне возможной практическая реализация сценария устойчивого токового сжатия излучающих лайнеров. Поэтому создание мощного энергетического источника рентгеновского излучения (драйвера) для ИТС, который основан на устойчивом токовом сжатии плазмы Z-пинча, является актуальной задачей для использования в различных схемах ИТС. В том числе, является важным уменьшение загрязнения термоядерного топлива мишени примесями сжимающегося лайнера из-за его разрушения различными неустойчивостями.

В ходе выполнения работ на установке Ангара-5-1 были получены новые экспериментальные данные [48-50] по сжатию плазмы вложенных проволочных и волоконных сборок при протекании по ним тока до 4 МА. В зависимости от отношения радиусов каскадов вложенных сборок получены различные режимы течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский, сверхальфвеновский и режим с формированием переходной области – ударной волны (УВ) между каскадами. С помощью лазерного теневого зондирования плазмы и рентгеновской кадровой съемки исследованы особенности формирования области ударной волны и ее разрушения. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования позволило определить физические условия, при которых осуществляется режим сжатия с образованием области УВ. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы каскадов во вложенных сборках ("ударноволновой механизм") при котором при определенных условиях вокруг внутреннего каскада может сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, состоящая из вещества внешнего каскада. Показано, что от характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии.

Как было сказано выше, в экспериментах с вложенными сборками смешанного состава, в которых внешним каскадом была сборка из пластиковых волокон, а внутренним каскадом вольфрамовая сборка, наблюдалось устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада. Проведено сравнение темпов развития магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости на внутреннем каскаде у вложенных сборок с различным числом волокон во внешнем каскаде и с различным отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов [49]. Путем варьирования количества волокон (их массы) во внешнем каскаде вложенных сборок получен режим сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) с формированием на оси компактного и устойчивого Z-пинча, вокруг которого отсутствует излучающая отставшая плазма. Получены импульсы рентгеновского излучения амплитудой 4 ТВт и длительностью около 5 нс

Исходя из вышесказанного, целями настоящей работы являлось:

- экспериментальное определение оптимальных значений параметров внешнего каскада вложенных сборок, изготовленного из тонких пластиковых волокон (линейной массы волокон и их количества), для получения максимальной пиковой мощности и минимальной длительности импульса МРИ по сравнению с вольфрамовыми сборками;
- повышение степени сжатия плазмы Z-пинча за счет уменьшения темпа развития MPT-неустойчивости на финальной стадии имплозии внутреннего каскада (W-сборки) вложенных сборок смешанного состава;
- уменьшение влияния отставшей плазмы на ограничение пиковой мощности и увеличение ширины импульса МРИ;
- получение экспериментальной информации по имплозии плазмы вложенных сборок для верификации и усовершенствования радиационных магнитогидродинамических (РМГД) кодов, описывающих сжатие таких нагрузок для мультимегаамперных установок нового поколения;
- предложение конструкции лайнера для мощных электрофизических установок для получения максимальных интегральных и удельных параметров импульса рентгеновского излучения.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Набор диагностических средств

Эксперименты проводились на установке Ангара-5-1 [51], которая является генератором сверхвысокой электрической мощности, состоящим из восьми включенных параллельно модулей. Длительность формируемого каждым модулем импульса напряжения на полувысоте составляет 90 нс. Измеренная на радичсе 5 см от оси нагрузки амплитуда импульса тока составляла 3— 4 MA ($\tau = 100-120$ нс), а измеренная на радиусе 6 см от оси амплитуда напряжения -0.5-0.7 MB. Диагностический комплекс [52] установки Ангара-5-1 включал в себя электротехнические методы (датчики тока и напряжения), методы регистрации рентгеновского излучения (вакуумные рентгеновские диоды и термопарные калориметры). Визуализация формы плазмы лайнеров осуществлялась путем регистрации собственного излучения лайнеров в различных спектральных диапазонах (камеры щелевой оптической развертки, многокадровые рентгеновские камеры. рентгеновские спектрографы, интегральные по времени камеры-обскуры) и активным лазерным зондированием (теневое фотографирование). Ниже представлены некоторые характеристики диагностических методик, результаты которых легли в основу представленной работы.

Трехкадровое теневое зондирование плазмы лайнера осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера на $\lambda = 532$ нм в радиальном направлении с регистрацией каждого кадра на свой цифровой фотоаппарат с одним общим объективом. Разведение изображений в пространстве осуществлялось призмами. Перед каждым фотоаппаратом был размещен набор оптических фильтров для отсечки излучения пинча. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50-100 мкм. Время экспозиции лазерным пучком около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8-10 мДж (суммарно на три кадра). Лазерные пучки задержаны во времени относительно друг друга. Время задержки между кадрами было 18 и 13 нс. либо 8 нс и 13 нс.

Сжатие плазмы проволочных сборок и размер излучающей области регистрировались при помощи рентгеновской многокадровой камеры (регистратор СХР6 на основе МКП-матрицы, 10 кадров с регулируемым временем экспозиции 1—10 нс), расположенной в радиальном направлении по отношению к оси источника МРИ. Изображение, сформированное при помощи матрицы отверстий-обскур, с экрана МКП передается через фокон на ПЗС цифровой камеры. Пространственное разрешение рентгеновской камеры лежит в диапазоне 200—300 мкм для фото-

нов с энергией 20-500 эВ. Задержки между кадрами регулировались длиной кабелей питания от высоковольтного генератора до входа МКП матрицы рентгеновских камер и составляли 2 нс, 10 нс и 15 нс. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 определялась материалом МКП и, в основном, спектральным пропусканием фильтра (полипропилен $(C_3H_6)_n$, толщиной 1 мкм) и лежит в диапазоне энергий фотонов hv > 50 эВ.

Спектральный состав излучения Z-пинча регистрировался при помощи BУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [53—55] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло порядка 250 мкм для энергии фотонов ~100 эВ, спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda \sim 100$, время экспозиции кадров на МКП — около 1.5 нс.

Мощность и энергия рентгеновского излучения регистрировались при помощи набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за различными фильтрами и открытых калориметрических датчиков типа ВЧД-3. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ вплоть до 1-2 кэВ. Калибровочный коэффициент термопарных калориметров с детектирующей областью площадью 0.63 см^2 составляет 0.43 кДж/мВ. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термопарными калориметрами не превышает ~15%. Калориметр располагался на расстоянии ~3.5 м от пинча в радиальном направлении. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконных сборок, сигнал с термопарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше 5–10 эВ. Заметим, что указанная нижняя граница энергий квантов весьма условная.

Камера щелевой оптической развертки (регистратор СФЭР-2) с радиальным пространственным разрешением позволяла регистрировать сжатие плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок на различных высотах $H_1 = 0.5$ см и $H_2 = 1.2$ см над поверхностью катода с временным разрешением не хуже 0.3 нс. Спектральная чувствительность фотокатода камеры СФЭР-2 лежит в диапазоне длин волн 340-880 нм с максимумом чувствительности на $\lambda = 530$ нм. Пространственное разрешение камеры по объекту составляло около 150 мкм, глубина

резкости в области объекта $-\pm 23$ мм. Изображение на выходном экране камеры СФЭР-2 регистрировалось на фотокамеру.

Производная полного тока, протекающего через лайнерную нагрузку, регистрировалась с помощью 8-ми петель, расположенных на радиусе 40 мм от оси лайнера. Полный ток вычислялся путем численного интегрирования производной полного тока на компьютере. Временное разрешение токового датчика было около 1 нс. Падение напряжения между анодом и катодом вблизи проволочной сборки измерялось на радиусе 60 мм с помощью индуктивного делителя напряжения [56]. Временное разрешение делителя напряжения не хуже 2 нс.

Места измерения напряжения и тока приблизительно соответствуют месту объединения токов отдельных модулей установки Ангара-5-1. Данные одновременного мониторинга профилей полного тока и напряжения вблизи нагрузки приблизительно в одной точке по радиусу позволили вычислять и исследовать временные профили индуктивности лайнера на стадии финального сжатия плазмы в предположении малости сопротивления плазмы на данной стадии процесса.

2.2. Прогноз режимов течения плазмы между каскадами. Выбор конструкции вложенных сборок

Предложенная в работе [57] и в дальнейшем подтвержденная в экспериментах [35, 48–50] МГД-модель стационарного течения плазмы в двухкаскадных вложенных сборках с учетом затянутого плазмообразования показала возможность существования различных режимов течения плазмы между каскадами вложенных сборок: сверхальфвеновский ($M_A = V_r/V_A > 1$), доальфвеновский ($M_A \le 1$) и режим течения с переходной областью – ударной волной (УВ) в пространстве между каскадами, где V_r – радиальная скорость плазмы, V_A — скорость Альфвена. Основные положения МГД-модели более подробно изложены в работе [48]. Здесь же остановимся на наиболее значимых результатах моделирования – прогнозе характера течения плазмы в пространстве между каскадами вложенных сборок.

Согласно данной МГД-модели режим течения плазмы между каскадами зависит как от отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , так и от отношения темпов плазмообразования на них $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ (см. рис. 1). Оба этих отношения можно было изменять в эксперименте. Отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out} легко менялось путем изменения геометрии электродов вложенных сборок.

Известно, что темп плазмообразования проволочных (или волоконных) сборок зависит от ве-

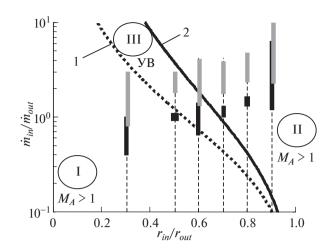


Рис. 1. Результаты одномерного МГД-моделирования зависимости критического отношения темпов плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах вложенной сборки от отношения их радиусов. По оси ординат – логарифмический масштаб. В области I ниже кривой 1 движение плазмы между каскадами всюду сверхальфвеновское ($M_A > 1$). В области II выше кривой 2 движение плазмы между каскадами всюду доальфвеновское ($M_A \le 1$). В области III между кривыми 1 и 2 в пространстве между каскадами течение из сверхальфвеновского становится доальфвеновским при переходе через ударную волну сжатия (УВ). (■ или ■), (■) — прогноз режима течения плазмы между каскадами по выражению (2) для капронвольфрамовой и вольфрам-вольфрамовой вложенных сборок соответственно при различных отношениях их радиусов r_{in}/r_{out} .

щества (коэффициент K_m в мкг/(нс·MA²)), из которого изготовлены сборки, разрядного тока I (в MA) и радиуса сборки R_0 (в см) согласно следующему выражению

$$\dot{m}(t) \propto K_m \left(I(t) / R_0 \right)^2. \tag{1}$$

Сильное различие в темпах плазмообразования для пластиковых волокон (капрон, лавсан, полипропилен) и вольфрамовых проволок, в 2.5-3 раза [40,44,58-60] при прочих равных условиях (I и R_0), позволило варьировать от 1 до 3 отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$. Заметим, что изменение отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} приводило к перераспределению токов I_{out} и I_{in} между каскадами [48] за счет изменения их индуктивностей. Соответственно, темпы плазмообразования каскадов тоже изменялись. Путем одновременного изменения вещества внешнего каскада и радиуса внутреннего каскада позволило в наших экспериментах изменять отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ еще в более

широких пределах, от 1 до 30, вследствие формулы (1) согласно следующему выражению

$$\frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} = \frac{K_{in}}{K_{out}} \left(\frac{I_{in}}{I_{out}}\right)^2 \left(\frac{r_{out}}{r_{in}}\right)^2. \tag{2}$$

Таким образом, оказалось возможным экспериментально проверить предсказание МГД-модели по реализации того или иного режима течения плазмы между каскадами в широком диапазоне значений отношений величин интенсивностей плазмообразования $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ и радиусов каскадов r_{in}/r_{out} . Для этого была проведена оценка значений $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ по выражению (2) для отношений радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3,0.5,0.6,0.7,0.8$ и 0.9, использованных в наших экспериментах. Входящее в выражение (2) отношение коэффициентов K_{in}/K_{out} было взято из экспериментальных данных для различных веществ проволок или волокон, которые наиболее полно представлены в работах [60, 61], а отношение токов I_{in}/I_{out} было измерено при помощи миниатюрных магнитных зондов, расположенных между каскадами в непосредственной близости от поверхности внутреннего каскада [33, 48]. Результаты сравнения предсказаний МГД-модели о характере течения плазмы между каскадами смешанных по составу вложенных сборок с экспериментальными данными представлены в работе [50]. Наблюдалось хорошее соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных. Например, в работах [50, 62] было показано, что при увеличении числа волокон N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок и образовании области УВ в пространстве между каскадами вблизи внешней поверхности внутреннего каскада (W-сборки) создаются условия для подавления магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ) неустойчивости, присущей сжатию плазмы одиночных проволочных сборок. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок (ударно-волновой механизм). С другой стороны, как показали эксперименты, с увеличением количества капроновых волокон диаметром 25 мкм во внешнем каскаде

 N_{out} (или его линейной массы каскада m_l^{out}) с 4 (22 мкг/см) до 40 (220 мкг/см) доля тока, протекающего по внутреннему каскаду, уменьшается с 0.7—0.8 до 0.3—0.4, т.е. происходит перераспределение тока в пользу внешнего каскада. Это же является и причиной увеличения времени сжатия плазмы внутреннего каскада. Естественным следствием шунтирования разрядного тока отставшей плазмой внешнего каскада будет уменьшение амплитуды импульса МРИ. Таким образом, следует искать компромисс между получением режимов устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада и переключением на него

как можно большей доли тока. Это позволит получать более мощные и короткие по длительности импульсы МРИ. Уменьшение темпа развития МРТ-неустойчивости при финальном сжатии плазмы внутреннего каскада приводит к образованию компактного (диаметром около 1 мм) излучающего Z-пинча и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. В проведенной ранее серии экспериментов на установке Ангара-5-1 по сжатию плазмы смешанных по составу (капрон-вольфрам) вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5-0.8$ при амплитуде разрядного тока до 4 МА получена пиковая мощность МРИ 5-7 ТВт при длительности импульса около 5 нс [48].

Исходя из вышесказанного, в серии экспериментов, представленной в настоящей работе, для получения режимов устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада с высоким выходом МРИ предполагалось оптимизировать линейную массу внешнего каскада ($m_i^{out} \le 20-40$ мкг/см), частично шунтирующую ток, за счет уменьшения диаметра пластиковых волокон до 6-15 мкм при сохранении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} не менее нескольких десятков. Отношение же радиусов каскадов вложенных сборок r_{in}/r_{out} должно лежать в диапазоне от 0.5 до 0.8, согласно прогнозу течения плазмы между каскадами с образованием области УВ по МГД-модели, представленному на рис. 1.

2.3. Конструкция и параметры вложенных сборок

Эксперименты с вложенными проволочными сборками выполнены на установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока до 3 МА. Такой тип нагрузки представляет собой две вложенные друг в друга цилиндрические сборки, подключенные к электродам установки параллельно, как показано на рис. 2. В данной серии экспериментов внешний каскад представлял собой волоконную сборку, состоящую из 8, 16, 24 и 30 тонких полипропиленовых (РР-) волокон диаметром 6.5 мкм, 7.0 мкм и 13.4 мкм. Соответствующая линейная масса внешнего каскада лежала в диапазоне ~8— 40 мкг/см. Диаметр волоконной сборки был 20 мм. Внутренний каскад – типичная для наших экспериментов проволочная сборка из 40, 60, 80 вольфрамовых 6 мкм проволок соответствующей линейной массы 220, 330 и 440 мкг/см. Типичная W-сборка представляет собой набор тонких проволок, расположенных вдоль образующих цилиндра с заданным радиусом и высотой. Диаметр W-сборки во всех случаях был 10 мм. Высота обеих сборок соответствовала межэлектродному зазору установки и равнялась 16 мм. Остальные параметры вложенных сборок представлены в табл. 1.

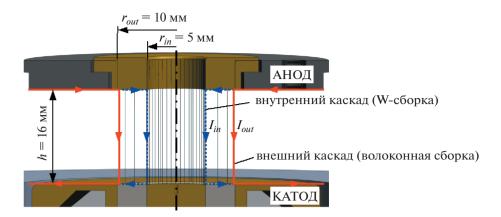


Рис. 2. Общий вид вложенной сборки в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1: I_{out} , I_{in} — токи, протекающие по внешнему и внутреннему каскадам, соответственно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пространственно-временные характеристики динамики сжатия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок

В экспериментах, выполненных на предыдущем этапе исследований имплозии вложенных сборок смешанного состава [48–50, 62], было выяснено, что от характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем разрядного тока внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы самого внутреннего каскада (в нашем случае W-сборки) на финальной стадии имплозии. Зарегистрировано уменьшение инкремента МРТ-неустойчивости плазмы W-сборки при увеличении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} , которое наблюдалось в широком диапазоне отношений радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.3-0.9$. Подавление MPT-неустойчивости на финальной стадии сжатия плазмы приводит к образованию компактного излучающего Z-пинча (\emptyset 1–1.2 мм) и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. В проведенной ранее серии экспериментов по сжатию вложенных сборок смешанного состава (капрон-вольфрам) с отношением радиу- $\cos r_{in}/r_{out} = 0.5$ при амплитуде разрядного тока до 4 МА получена пиковая мощность МРИ ~5 ТВт при длительности импульса на половине его высоты (FWHM) около 7 нс. Достигнутые параметры импульса излучения - пиковая мощность и длительность импульса были сравнимы с уровнем пиковой мощности в 4.5-6.5 ТВт и FWHM ~ 10-12 нс, полученными при сжатии одиночных и вложенных вольфрамовых сборок с оптимальными параметрами (40-60 W проволок Ø6 мкм линейной массы 220-330 мкг/см, диаметр лайнера 10-12 мм) для условий наших экспериментов. При этом выяснилось, что даже небольшая линейная масса пластиковых волокон во внешнем каскаде $\sim 20-45$ мкг/см способна частично, не менее чем на 30%, шунтировать ток Z-пинча вложенных сборок посредством отставшей плазмы.

В экспериментах, представленных в настоящей работе, оптимизировались параметры внешнего каскада, такие как количество волокон N_{out} и их линейная масса m_{out} , с целью уменьшения влияния отставшей плазмы внешнего каскада на динамику сжатия внутреннего каскада и на транспортировку электромагнитной мощности установки в приосевую область разряда. Для этого использовались более тонкие РР-волокна диаметром 6.5 мкм, 7.0 мкм или 13.4 мкм, чем капроновые волокна \emptyset 25 мкм, применявшиеся в предыдущих экспериментах. Это позволило использовать двухкаскадную конструкцию лайнера с относительно небольшой линейной массой внешнего каскада (~5-10%) по сравнению с линейной массой W-сборки во внутреннем каскаде (220-440 мкг/см) и при этом иметь достаточное количество волокон N_{out} для сохранения режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада, необходимого для получения коротких импульсов МРИ.

На рис. 3—6 представлены результаты экспериментов по сжатию вложенных сборок (выстрелы № № 6348, 6463, 6476, 6477) с различным количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out} = 8~(\varnothing 13.4~\text{мкм}), N_{out} = 16~(\varnothing 13.4~\text{мкм}), 24~(\varnothing 6.5~\text{мкм})$ и 30 ($\varnothing 13.4~\text{мкм}$) линейной массы $m_{out} \sim 12~\text{мкг/см}, \sim 23~\text{мкг/см}, \sim 8~\text{мкг/см}$ и $\sim 43~\text{мкг/см}$, соответственно. Временные зависимости полного тока I_t и его производной dI_t/dt , напряжения U(t) и импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне hv > 100~эВ показаны соответствующими кривыми I-4~на рис. 3а—6а. Там же показаны времена синхронизации некоторых диагностик:

Таблица 1. Параметры вложенных сборок

Выстрел	Параме	етры	Приначаниа	
выстрел	внешнего каскада	внутреннего каскада	Примечание	
6471, 6475, 6476	8 РР-волокон Ø13.4 мкм, ~11.5 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см	оптимизация линейной массы внешнего и внутреннего каскадов, зависимость развития зиппер-эффекта и сжатого состояния Z-пинча от параметров внешнего каскада (выстрелы № 6344 и № 6345)	
6478, 6488		80 W 6 мкм проволок, 440 мкг/см		
6344, 6345, 6463, 6469	16 РР-волокон Ø13.4 мкм, ~23 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см		
6536, 6537		80 W 6 мкм проволок, 440 мкг/см		
6348	30 РР-волокон Ø13.4 мкм, ~43 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см	зависимость развития зиппер-эффекта от параметров внешнего каскада и сравнение с данными выстрелов № 6344 и № 6345	
6477	24 РР-волокон Ø6.5 мкм, ~8 мкг/см		оптимизация линейной массы внешнего каскада и пиковой	
6553, 6554, 6644, 6709	24 РР-волокон Ø7.0 мкм, ~9 мкг/см	60 W 6 мкм проволок, 330 мкг/см	мощности МРИ, спектральные измерения	
5881	4 W 6 мкм проволок, 22 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см	сжатое состояние Z-пинча в случае W-W вложенных сборок	
3940	40 W 8 мкм проволок, 380 мкг/см, $r_{out} = 6$ мм	20 W 8 мкм проволок, 190 мкг/см, $r_{in} = 3$ мм	интерферометрия отставшей плазмы внешнего каскада	
5739, 5824*, 6186*, 6424*, 6491*	_	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $r = 5$ (=6*) мм	развитие зиппер-эффекта и сжатого состояния Z-пинча в случае одиночных сборок, спектральные измерения и сравнение с данными выстрелов № 6476, № 6477, № 6463 и № 6348	
6625	-	60 W 6 мкм проволок, 330 мкг/см, <i>r</i> = 5 мм	спектральные измерения и сравнение с данными выстрела № 6709	

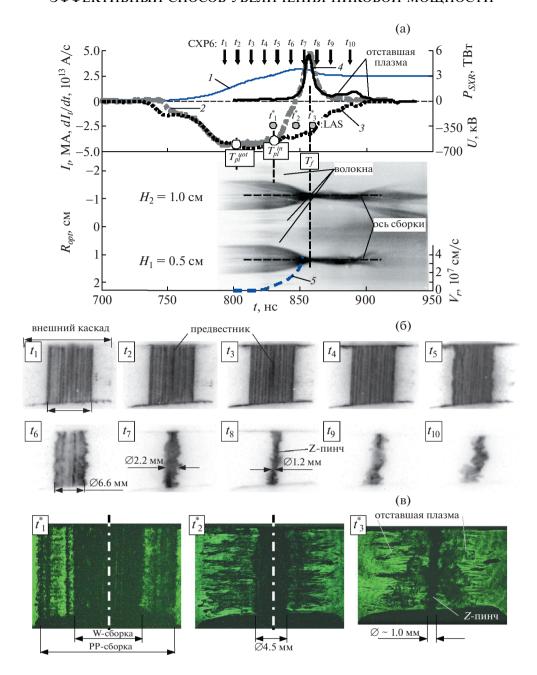
Примечание: $r_{out} = 10$ мм, $r_{in} = 10$ мм — радиусы внешнего и внутреннего каскадов, соответственно; h = 16 мм — высота сборок.

10-ти кадровой рентгеновской камеры (СХР6) и 3-х кадрового лазерного теневого зондирования плазмы (LAS). На рис. 3б,в—6б,в приведены кадровые изображения динамики сжатия плазмы вложенных сборок, полученные при помощи указанных диагностик.

На кадровых рентгеновских изображениях видно, что W-сборка на финальной стадии имплозии ($t > T_{pl}^{in}$) сжимается устойчиво (см. кадры t_5 — t_7 на рис. 36, кадры t_5 , t_6 на рис. 46, кадры t_4 — t_6 на рис. 56 и 66) при выбранных параметрах каскадов: $r_{in} = 0.5$ см, $N_{out} = 8$, 16, 24, 30. При этом не наблюдается критического роста амплитуды неустойчивости как у одиночных W-сборок до значений $\xi \sim 3$ —3.5 мм [40] вплоть до момента генерации импульса МРИ. Амплитуда МРТ-не-

устойчивости ξ за несколько наносекунд (—4 нс—3 нс) до момента максимума импульса МРИ составляет не более 600 мкм, что существенно меньше, чем текущий радиус r сжимающейся плазмы W-сборки — $\xi/r=0.07-0.10$. На этой стадии имплозии, как следует из оптических радиальных разверток (см. кривую 5 на рис. 3a), к моменту генерации импульса МРИ скорость сжатия плазмы W-сборки достигает значений ~ $(3-3.5) \times 10^7$ см/с.

Также следует заметить, что для случая с N_{out} = =30 и m_{out} = \sim 43 мкг/см вплоть до начала рентгеновского импульса на периферии вложенных сборок, на начальном радиусе внешнего каскада, наблюдается слабое свечение плазмы PP-волокон по сравнению со свечением W-плазмы (см. оптическую развертку на рис. 3а). При этом на ла-



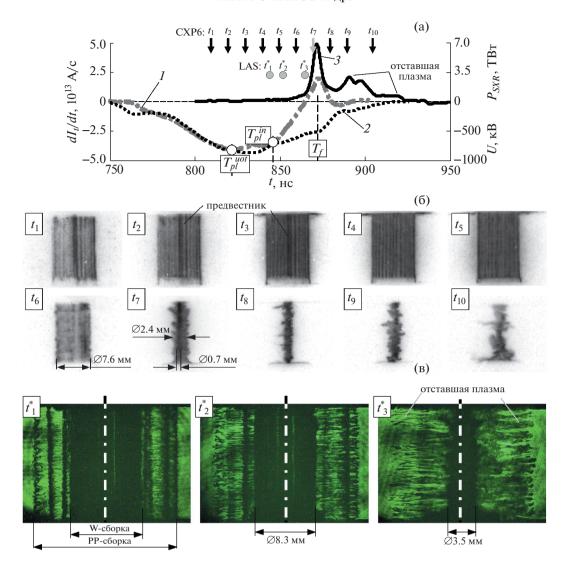


Рис. 4. Результаты эксперимента № 6463 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 16 полипропиленовых 13.4 мкм волокон, линейной массы 22.9 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: I — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ (hv > 100 эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 — t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод — вверху, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* — t_3^* указаны кружками (\bullet LAS) на рис. (а). Анод — вверху, катод — внизу.

зерном теневом изображении, зарегистрированном вблизи момента окончания плазмообразования на внутреннем каскаде ($t = T_{pl}^{in}$) и начала сжатия его плазмы (см. кадры t_1^* на рис. Зв и рис. 4в), еще наблюдается плазмообразование с PP-волокон внешнего каскада. В последующий момент времени регистрации (см. кадр t_2^*) видно, что

плазмообразование с пластиковых волокон закончилось и на лазерном теневом изображении наблюдается запаздывающее сжатие плазмы внешнего каскада относительно сжатия плазмы внутреннего каскада. На кадре, снятом в момент времени t_3^* (см. рис. 3в) вблизи момента пиковой мощности МРИ, вокруг плотной части Z-пинча диаметром ~1 мм наблюдается отставшая плазма,

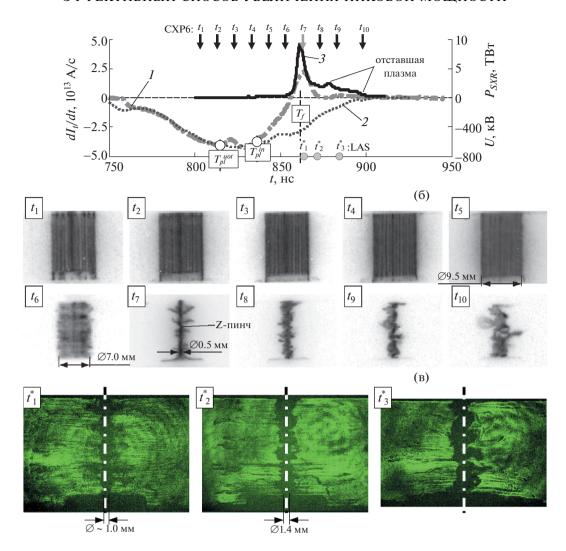


Рис. 5. Результаты эксперимента № 6476 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 8 полипропиленовых 13.4 мкм волокон, линейной массы 11.5 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: I — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ (hv>100 эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 — t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод — вверху, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* — t_3^* указаны кружками (\bullet LAS) на рис. (а). Анод — вверху, катод — внизу.

рассредоточенная вплоть до половины начального радиуса внешнего каскада вложенных сборок. Как показали спектральные измерения с пространственным разрешением (вдоль радиуса сборок), проведенные в предыдущих экспериментах с капрон-вольфрамовыми (K-W) вложенными сборками, отставшая плазма снаружи пинча состоит в основном из вещества пластиковых волокон внешнего каскада. Пиковая мощность и

энергия импульса МРИ в выстреле № 6348 (см. кривую 4 на рис. За) составили около 5.7 ТВт и \sim 75 кДж, соответственно, при длительности импульса *FWHM* \sim 7 нс. Зарегистрированная амплитуда импульса МРИ для (PP-W) вложенных сборок с количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out} = 30$, соответствующим линейной массе $m_{out} \sim$ 43 мкг/см, почти в 2-3 раза выше, чем в случае сжатия плазмы (K-W) вложенных сборок с одина-

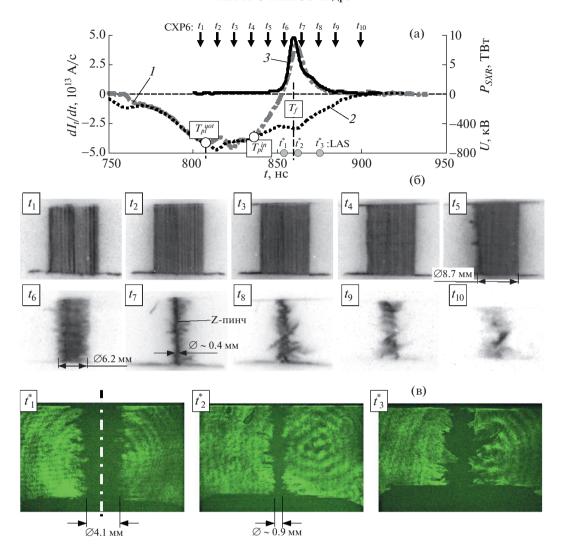


Рис. 6. Результаты эксперимента № 6477 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 24 полипропиленовых 6.5 мкм волокон, линейной массы 8.1 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: I — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ (hv > 100 эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 — t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод — вверху, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* — t_3^* указаны кружками (\bullet LAS) на рис. (а). Анод — вверху, катод — внизу.

ковыми линейными массами внешнего ($m_{out} \sim 44$ мкг/см при $N_{out} = 8$ капроновых 25 мкм волокон) и внутреннего ($m_{in} = 220$ мкг/см при $N_{in} = 40$ вольфрамовых 6 мкм проволок) каскадов [48].

Аналогичная ситуация наблюдается при сжатии плазмы (PP-W) вложенных сборок с меньшей линейной массой внешнего каскада: $m_{out} \sim 23 \, \mathrm{Mkr/cm}$ при $N_{out} = 16 \, \mathrm{PP}$ -волокон $\varnothing 13.4 \, \mathrm{Mkm}$,

 $m_{out} \sim 12$ мкг/см при $N_{out} = 8$ PP-волокон Ø13.4 мкм и $m_{out} \sim 8$ мкг/см при $N_{out} = 24$ PP-волокон Ø6.5 мкм (см. кривые 3 на рис. 4а—6а, соответственно). При уменьшении линейной массы внешнего каскада до величины ~ 10 мкг/см и менее зарегистрировано увеличение пиковой мощности МРИ до уровня ~ 10 ТВт при длительности импульса излучения $FWHM \sim 5$ —7 нс. Энергия рентгеновского излучения по термопарному ка-

лориметру в данных выстрелах (№ № 6463, 6476 и 6477) составила величину ~90—95 кДж. Достигнутый уровень пиковой мощности МРИ примерно в 2 раза выше, чем в случае сжатия плазмы (K-W) вложенных сборок с минимальной линейной массой внешнего каскада $m_{out} \sim 22$ мкг/см при N_{out} = 4 капроновых волокон Ø25 мкм. Скорее всего, такое повышение пиковой мощности МРИ связано с уменьшением влияния отставшей плазмы внешнего каскада на динамику сжатия плазмы Z-пинча W-сборки, в результате чего происходит уменьшение шунтирования тока пинча и повышения степени сжатия вольфрамовой плазмы. Из рентгеновских кадровых изображений, снятых в момент пиковой мощности МРИ, определен финальный радиус сжатия R_f плазмы Z-пинча (см. напр. кадр t_7 на рис. 5б). Полученное значение $R_f \sim 0.5/2 = 0.25$ мм соответствует степени сжатия плазмы по радиусу $r_{in}/R_f \sim 20$, что в 2 раза лучше, чем в случае сжатия одиночных и вложенных вольфрамовых сборок. При этом вокруг пинча практически не регистрируется отставшая плазма, излучающая в спектральном диапазоне регистрации рентгеновской камеры hv > 50 эВ. Об уменьшении плотности отставшей плазмы также свидетельствуют лазерные теневые изображения плазмы Z-пинча, полученные вблизи момента максимума импульса МРИ (сравни кадры в моменты t_3^* на рис. 3в, t_1^* на рис. 5в и t_2^* на рис. 6в). Оценка плотности плазмы, окружающей пинч в момент пиковой мощности МРИ, в зависимости от параметров внешнего каскада более подробно обсуждается в п. 3.2 (см. п/п "Оценка параметров отставшей плазмы вокруг пинча в момент пиковой мощности МРИ") настоящей статьи.

Таким образом, при уменьшении линейной массы внешнего каскада m_{out} до значений 8-10 мкг/см, что составляет ~3-4% массы внутреннего каскада, происходит существенное увеличение пиковой мощности МРИ не менее чем в 1.5-2 раза по сравнению со случаем вольфрамовых одиночных и (W-W) вложенных сборок.

Ниже будут рассмотрены результаты экспериментов по оптимизации параметров внешнего каскада вложенных сборок для получения режимов устойчивого и компактного сжатия плазмы внутреннего каскада, проанализированы параметры сжатого состояния Z-пинча, а также обсуждены спектральные особенности источника излучения.

Зиппер-эффект при сжатии плазмы внутреннего каскада. Известно, что при сжатии одиночных проволочных сборок наблюдается влияние на компактность сжатия Z-пинча явлений, связанных с так называемым "зиппер-эффектом" — несинхронностью сжатия плазмы по высоте пинча, которое происходит в направлении от катода к аноду. Такая особенность финального сжатия

плазмы приводит к увеличению длительности импульса МРИ и снижает его пиковую мощность [37, 63]. Причиной этому служит то, что процессы плазмообразования с участков проволок у катода идут несколько быстрее, чем у анода из-за эффекта "полярности" [64, 65] — присутствия на начальной стадии имплозии в области катода радиального электрического поля, направленного от поверхности тонких проволок и влияющего на время пробоя самих проволок. Происходит различный энерговклад в участки проволок в прикатодной области лайнера и в другие участки проволок вдоль их длины. Вследствие этого окончание плазмообразования и финальное сжатие плазмы с сопровождающим его прорывом магнитного потока в приосевую область сборки [39], наступает также раньше у катода. Таким образом, проявляется зиппер-эффект при сжатии одиночных проволочных цилиндрических сборок.

Методы компенсации влияния зиппер-эффекта: за счет нанесения дополнительной массы в прикатодной части проволок в сборке или за счет небольшого увеличения начального радиуса расположения проволок вблизи катода по сравнению с начальным радиусом лайнера у анода, были успешно применены в экспериментах на установке Ангара-5-1 по имплозии квазисферических проволочных лайнеров [66]. Другим методом воспользовались на установке Sphinx (до 5 MA, $\Delta t =$ = 600 нс). В работе [7] было показано положительное влияние "медленного" токового предымпульса (10 кA, $\Delta t = 50$ мкс) на уменьшение зиппер-эффекта сжатия плазмы одиночных проволочных сборок. В работе [67] на установке Z исследовалось влияние зиппер-эффекта на синхронность выхода рентгеновского излучения в радиальном и аксиальном направлениях вложенных проволочных сборок с целью применения их в схеме "динамический хольраум" для ИТС.

С другой стороны, взаимодействие плазмы внешнего каскада с плазмой и магнитным полем внутреннего каскада во время имплозии вложенных сборок, также приводит к уменьшению влияния зиппер-эффекта на синхронность сжатия плазмы в приосевой области лайнера. По данным осевой оптической развертки, щель которой была ориентирована вдоль оси пинча (см. рис. 7а-в), радиальной оптической развертки, щели которой позволяли регистрировать оптическое излучение на разной высоте проволочной сборки (см. напр. рис. 3а), а также многокадровой рентгеновской съемки, определена разница времен $\Delta t_z = t_a - t_c$ как разница моментов времени прихода плазмы к оси в прианодной (t_a) и прикатодной (t_c) областях вложенных и одиночных сборок различных типов.

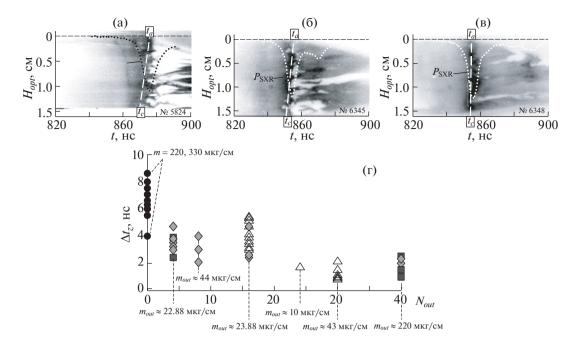


Рис. 7. Несинхронность сжатия плазмы в приосевую область проволочных сборок различных конструкций. Данные осевой оптической развертки (анод — вверху, катод — внизу): а) — для одиночной проволочной сборки (40 W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 12 мм); б) — для (PP-W) вложенных сборок с N_{out} = 16 полипропиленовых 13.4 мкм волокон на \varnothing 20 мм, N_{in} = 40 W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 10 мм; в) — для (PP-W) вложенных сборок с N_{out} = 30 полипропиленовых волокон \varnothing 13.4 мкм на \varnothing 20 мм, N_{in} = 40 W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 10 мм; г) — зависимость разности времен (Δt_z) прихода плазмы в приосевую область проволочных сборок различных типов: \bullet — для одиночных проволочных сборок из 40(60) W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 12(10) мм; Δ — для (PP-W) вложенных сборок из полипропиленовых \varnothing 13.4 мкм или \varnothing 7.0 мкм волокон на \varnothing 20 мм, N_{in} = 40—80 W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 10 мм; \Diamond — для (K-W) вложенных сборок из капроновых волокон \varnothing 25 мкм на \varnothing 20 мм, N_{in} = 40 W 6 мкм проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 10 мм; \blacksquare — для (W-W) вложенных сборок из вольфрамовых \varnothing 6 мкм и \varnothing 12 мкм волокон на \varnothing 20 мм, N_{in} = 40 W проволок \varnothing 6 мкм на \varnothing 10 мм. Разница времен Δt_z = t_a — t_c определена как разница моментов времени прихода плазмы к оси в прианодной (t_a) и прикатодной (t_c) областях вложенных и одиночных сборок различных типов.

На рис. 7г представлена зависимость разности времен (Δt_z) прихода плазмы в приосевую область вложенных сборок различных типов от количества проволок (или волокон) N_{out} во внешнем каскаде, проведено сравнение с одиночными W-проволочными сборками. Там же приведены линейные массы m_{out} внешнего каскада. Для условий эксперимента с одиночными вольфрамовыми сборками на установке Ангара-5-1 несинхронность сжатия плазмы на оси за счет зиппер-эффекта составляет ~5-8 нс. Из рис. 7г следует, что величина Δt_7 уменьшается с 3—5 нс до 1—2 нс и менее при увеличении числа проволок (волокон) N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок с 4-х до 40-ка штук. Полученные данные указывают на то, что несинхронность сжатия плазмы вложенных сборок в основном зависит от параметра N_{out} , и, практически, не зависит от вещества проволок (или волокон) внешнего каскада и его линейной массы m_{out} в широком диапазоне от ~10 мкг/см до

220 мкг/см. При этом величина Δt_z в среднем для одиночных сборок оказывается выше, чем для вложенных сборок. Причиной этому может быть следующее: в экспериментах [50, 62] было обнаружено, что при взаимодействии плазмы внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада при определенных условиях вокруг внутреннего каскада формируется квазизамкнутая плазменная оболочка (область ударной волны), состоящая из вещества внешнего каскада. При этом на финальной стадии имплозии происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада (W-сборки). Показано, что для реализации такого сценария устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада в случае вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} < 0.6$ число волокон во внешнем каскаде N_{out} должно быть не менее четырех. Представленные на рис. 7г данные для вложенных сборок с отношением радиу- $\cos r_{in}/r_{out} = 0.5 - 0.6$ и с $\bar{N}_{out} > 4$ соответствуют указанному выше сценарию устойчивого сжатия

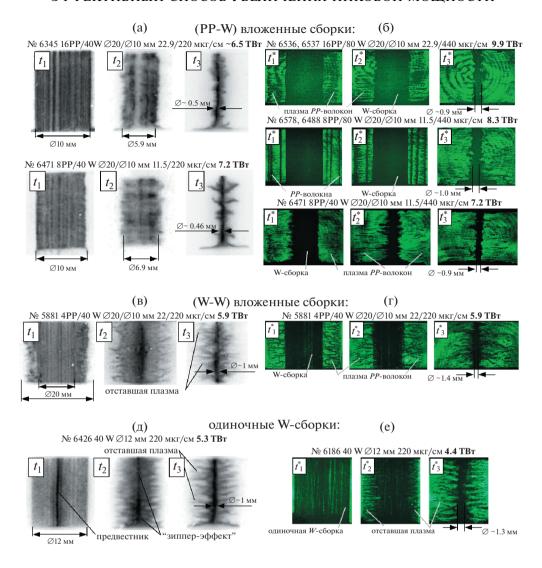


Рис. 8. Сравнение динамики финального сжатия плазмы Z-пинча: (a, 6) – для (PP-W) вложенных сборок; (B, r) – для (W-W) вложенных сборок; (a, e) – для одиночных W-сборок по данным рентгеновской и теневой лазерной регистрации кадровых изображений. Анод — вверху, катод — внизу.

плазмы внутреннего каскада при котором, практически, не наблюдается опережающего сжатия плазмы у катода по сравнению со сжатием плазмы у анода ($\Delta t_z < 4$ нс). Скорее всего, большее количество плазменных струй с внешнего каскада приводит к более азимутально-симметричному взаимодействию их с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада. Так, для вложенных сборок с $N_{out} > 16$ разность времен Δt_z составляет величину менее 2 нс.

Таким образом, применение двухкаскадной конструкции лайнера позволяет нивелировать влияние зиппер-эффекта на синхронность финального сжатия плазмы в приосевую область.

3.2. Финальная стадия сжатия плазмы Z-пинча. Отставшая плазма

В этом разделе приведены экспериментальные данные, полученные на финальной стадии сжатия пинча (PP-W) вложенных сборок, проведено сравнение с вольфрамовыми вложенными и одиночными сборками. В каждом конкретном случае сравнения основные параметры вольфрамовых сборок, такие как количество проволок, их линейная масса, диаметр сборки, выбирались идентичными параметрам W-сборки, использованной во внутреннем каскаде (PP-W) вложенных сборок.

На рис. 8а, б представлена динамика финального сжатия плазмы внутреннего каскада (PP-W)

вложенных сборок смешанного состава и, для сравнения, динамика сжатия плазмы (W-W) вложенных (см. рис. 8в, г) и вольфрамовых одиночных сборок (см. рис. 8д, е) по данным рентгеновского многокадрового фотографирования и лазерного теневого зондирования.

Для случая (PP-W) вложенных сборок с различной линейной массой m_{out} волокон (\emptyset 13.4 мкм) во внешнем каскаде на лазерных теневых изображениях (см. кадры t_1^* и t_2^* на рис. 8б) зарегистрировано, что вокруг вольфрамовой проволочной сборки (80 (40) W \emptyset 6 мкм, $m_{in}=440$ (220) мкг/см) во время ее финального сжатия наблюдается отстающая плазма пластиковых волокон. При этом плазма W-сборки (внутренний каскад) сжимается без существенного роста амплитуды МРТ неустойчивости, что не приводит к образованию отставшей плазмы с высоким Z. Вследствие этого, на рентгеновских кадровых изображениях, полученных на этой же стадии процесса сжатия плазмы, вокруг W-сборки не наблюдается излучающей плазмы (см. кадры t_1 и t_2 на рис. 8a). В моменты времени, близкие к моменту пиковой мощности импульса МРИ, на лазерных теневых изображениях вокруг Z-пинча практически не наблюдается отставшей плазмы W-сборки (см. кадр t_3^* на рис. 8б). Излучающий пинч имеет диаметр около 0.5 мм. Следует заметить, что при уменьшении в 2 раза величины m_{out} с 23 мкг/см (при N_{out} = 16) до 11.5 мкг/см (при N_{out} = 8), отставшая плазма волоконной сборки внешнего каскада успевает сжаться в приосевую область, тем самым принеся туда оставшуюся долю тока (до 40-50% по данным работы [48]). При этом происходит увеличение пиковой мощности МРИ с 6.5 ТВт до 7.2 ТВт. При этом следует заметить, что использование во внутреннем каскаде W-сборки с линейной массой 440 мкг/см позволяет достичь уровня пиковой мощности МРИ вплоть до 9.9 TB_T.

Совсем иная картина финального сжатия плазмы зарегистрирована для вольфрамовых вложенных сборок, когда во внешнем каскаде были использованы W-проволоки Ø6 мкм с тем же значением линейной массы $m_{out} = 22$ мкг/см (при $N_{out} = 4$), которое использовалось для пластиковых волокон во вложенных сборках смешанного состава. Из рентгеновских и теневых лазерных изображений видно, что во время сжатия плазмы внутреннего каскада вокруг него присутствует отставшая плазма с высоким Z (см. кадры t_1, t_2 на рис. 8в и кадры t_1^* , t_2^* на рис. 8г), в данном случае плазма вольфрамовых проволок внешнего каскада. К моменту образования Z-пинча (кадры t_3 и t_3^*) вокруг него все еще присутствует отставшая плазма, излучающая в рентгеновском диапазоне спектра — в спектральном диапазоне регистрации

рентгеновской камеры СХР6 (hv > 50 эВ). При этом минимальный диаметр излучающей области Z-пинча становится примерно в 2 раза больше ($\emptyset \sim 1$ мм), чем в случае сжатия W-сборки в составе (PP-W) вложенных сборок, а пиковая мощность МРИ всреднем в 1.6-1.7 раза ниже. В целом картина сжатия (W-W) вложенных сборок на рентгеновских и лазерных теневых изображениях подобна картине сжатия плазмы одиночных W-сборок, представленных для сравнения на рис. 8д, е.

Далее, рассмотрим экспериментальные данные о сжатом состоянии плазмы Z-пинча (см. рис. 9), полученные при помощи различных диагностических методик. Сжатое состояние Z-пинча — диаметры его плотной (D_f^{LAS} при $n_e > (2-4) \times 10^{19} \, \mathrm{cm}^{-3}$) и излучающей области (D_f^{SXR} при $hv > 50 \, \mathrm{эВ}$), а также области протекания основной части разрядного тока ($D_f^{elec} = 2R_{eff}$), определены при помощи рентгеновского многокадрового фотографирования (\bullet), лазерного теневого зондирования (Δ) и электротехнических измерений тока и напряжения (\blacksquare), соответственно.

Определение эффективного радиуса тока R_{eff} , по измеренному напряжению U(t) (в вольтах) и полному току I(t) (в амперах) в области сепаратрисы концентратора электромагнитной энергии установки — широко применяемый метод в исследованиях сжатия лайнеров [68] и, например, нецилиндрических пинчей [69]. Подробно этот метод для условий эксперимента на установке Ангара-5-1 описан в работе [68]. Суть его заключается в том, что по измеренным значениям напряжения и тока вычисляется индуктивность лайнера по следующей формуле

$$L(t) = \frac{\int_{t_0}^t U(\tau)d\tau}{I(t)}.$$
 (3)

Эта формула применима в том случае, когда резистивная составляющая напряжения много меньше индуктивной составляющей (менее 10%), как было показано в работе [68], т.е. начиная с момента t_0 образования вокруг проволок плазменной короны (~5–15 нс разряда для различных веществ проволок лайнера в экспериментах на установке Ангара-5-1) и вплоть до начала импульса МРИ. Считается, что в момент образования плазменной короны вокруг проволок весь ток протекает на начальном радиусе проволочной сборки — R_0 . Изменение индуктивности ΔL , начиная с некоторого момента времени t_0 , обусловлено проникновением плазмы с током внутрь проволочной сборки. Таким образом, зная, как

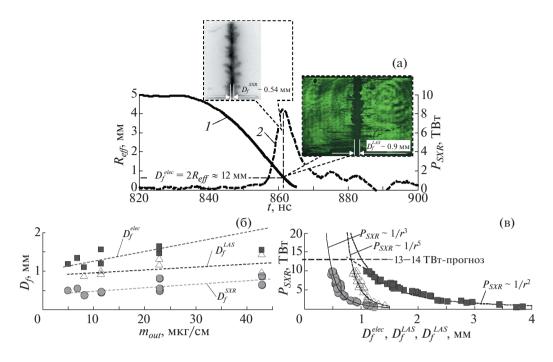


Рис. 9. Сжатое состояние Z-пинча (PP-W) вложенных сборок с отношением радиусов $R_{in}/R_{out}=0.5$ по данным рентгеновского многокадрового фотографирования (♠, SXR), лазерного теневого зондирования (♠, LAS) и электротехнических измерений тока и напряжения (♠, elec): а) — временные зависимости эффективного токового радиуса R_{eff} (кривая I), рассчитанного по выражению (4), и мощности MPИ P_{SXR} (кривая 2) для выстрела № 6488. Во врезках показаны рентгеновские и лазерные кадровые изображения плазмы Z-пинча, зарегистрированные вблизи момента пиковой мощности MPИ; б) — зависимость финального диаметра плазмы Z-пинча D_f от линейной массы m_{out} внешнего каскада (PP-W) вложенных сборок смешанного состава; в) — зависимость пиковой мощности MPИ P_{SXR} (hv > 100 эВ) от параметра D_f . Экспериментальные данные аппроксимированы функциональными зависимостями вида — $P_{SXR} = f(1/r^n)$.

меняется индуктивность, можно вычислить эффективный радиус тока $R_{\it eff}$ в любой момент времени в предположении цилиндрической геометрии сжатия плазмы, из формулы

$$\Delta L(t) = L(t) - L_0 = 2h \ln \left(\frac{R_0}{R_{eff}(t)}\right), \tag{4}$$

где h (в см) — высота сборки, ΔL (в нГн), L_0 — постоянная индуктивность электрической цепи между сепаратрисой и поверхностью проволочной сборки. Эффективный радиус тока R_{eff} в данном случае — это радиус тонкостенного цилиндра с током, имеющим ту же индуктивность, что и сжимающийся лайнер.

На рис. 9а представлены временные зависимости эффективного токового радиуса R_{eff} (кривая I) и мощности МРИ P_{SXR} (кривая 2). В качестве примера, во врезках к этому же рисунку показаны лазерные и рентгеновские кадровые изображения плазмы Z-пинча, зарегистрированные вблизи момента пиковой мощности МРИ, по которым определялись значения диаметров его плотной (D_f^{LAS}) и излучающей (D_f^{SXR}) областей. Из

лазерных и рентгеновских кадровых изображений видно, что диаметр D_f^{LAS} больше D_f^{SXR} не менее, чем в 2 раза. При этом область протекания основной части разрядного тока несколько шире, чем область плотной части пинча, т.е. $D_f^{elec} > D_f^{LAS}$. В центральной области пинча, где находится наиболее плотная и горячая плазма, происходит интенсивное свечение в рентгеновском диапазоне спектра.

Для получения мощных импульсов рентгеновского излучения на этом этапе исследований проводилась оптимизация параметров внешнего каскада (РР-волоконной сборки), а именно, его линейной массы m_{out} . Линейная масса внешнего каскада варьировалась в диапазоне от ~8 мкг/см до ~43 мкг/см путем изменения количества волокон N_{out} и/или их диаметра, с учетом диапазона значений m_{out} ~ 22—44 мкг/см, определенном на предыдущем этапе исследований [48]. Была построена зависимость финального размера Z-пинча (диаметров D_f^{elec} , D_f^{LAS} и D_f^{SXR}) от параметра m_{out} (см. рис. 9б). Видно, что при уменьшении линейной массы РР-волокон внешнего каскада до

уровня $m_{out} \sim 10$ мкг/см финальный диаметр области протекания разрядного тока D_f^{elec} и размер плотной области Z-пинча D_f^{LAS} становятся близки друг к другу, а размер области интенсивного излучения в рентгеновском диапазоне спектра $h\nu > 50$ эВ D_f^{SXR} становится менее 0.5 мм. Это свидетельствует об уменьшении влияния отставшей плазмы на эффективность транспортировки разрядного тока в приосевую область вложенных сборок.

Вследствие этого возрастает пиковая мощность МРИ вплоть до уровня ~10 ТВт (см. рис. 9в). Линии трендов полученных зависимостей амплитуды импульса мощности МРИ от финального размера Z-пинча $P_{SXR}(D_f^{elec})$ и $P_{SXR}(D_f^{LAS})$ и данные, представленные на рис. 9б, указывают на возможность дальнейшей оптимизации выхода МРИ на лайнерах данного типа вплоть до уровня пиковой мощности ~13-14 ТВт за счет повышения степени сжатия плазмы (>20), в том числе за счет уменьшения линейной массы внешнего каскада до значений $m_{out} \sim 5$ мкг/см. Таким образом, можно предположить, что применение во внешнем каскале даже небольшой массы РР-волокон по сравнению с массой проволок W-сборки во внутреннем каскаде (220 мкг/см) может способствовать дальнейшему повышению уровня пиковой мощности МРИ.

Действительно, согласно выражениям (1) и (2), отношение интенсивностей плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.5$ будет лежать в диапазоне $\sim\!6\!-\!27$ при измеренном на предыдущем этапе исследований отношении разрядных токов по каскадам $I_{in}/I_{out}=0.7\!-\!1.5$ [48] для того же количества волокон во внешнем каскаде N_{out} от 8 до 24, что и в данных экспериментах. Отношение линейных масс каскадов m_{in}/m_{out} можно оценить следующим образом

$$\frac{m_{in}}{m_{out}} \approx \frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} \frac{r_{in}}{r_{out}} \frac{T_{pl}^{in}}{T_{pl}^{out}},$$
 (5)

где T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — длительности процесса плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно. Сделаем нижнюю оценку линейной массы внешнего каскада m_{out}^{min} по выражению (5) в предположении одновременного окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, когда $T_{pl}^{out} = T_{pl}^{in}$. При следующих параметрах для вложенных сборок: $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \sim 27$, $m_{in} = 220$ мкг/см и $r_{in}/r_{out} = 0.5$ оценка величины m_{out}^{min} дает значение не более 16 мкг/см. Экспериментальная проверка показала, что уже при уменьше-

нии значения m_{out} с ~43 мкг/см до 11.5 мкг/см происходит увеличение пиковой мощности МРИ с ~6 ТВт до 9 ТВт (см. кривые 4 и 3 на рис. 3а и 5а, соответственно).

Указанное выше значение линейной массы m_{out}^{min} весьма условное, т.к. дальнейшее уменьшение величины m_{out} приведет, в итоге, к быстрому исчерпанию (истощению) источника плазмы (\dot{m}_{out}) на начальном радиусе внешнего каскада еще до момента T^{in}_{pl} окончания плазмообразования проволок W-сборки во внутреннем каскаде и начала ее финального сжатия. В этом случае, область ударной волны, возникающая при взаимодействии плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем разрядного тока внутреннего каскада, быстро разрушается неустойчивостями. которые развиваются в плазменном потоке на стадии окончания плазмообразования волокон внешнего каскада. Область УВ при таком преждевременном сжатии плазмы внешнего каскада не успевает образовать вокруг поверхности внутреннего каскада квазизамкнутой оболочки, способствующей стабилизации МРТ-неустойчивости его плазмы [50]. Вследствие этого сжатие плазмы W-сборки будет сопровождаться развитием неустойчивостей, которые приведут к уширению сжимающегося токонесущего слоя плазмы с высоким Z. Образовавшаяся отставшая плазма частично шуттирует ток пинча, тем самым понижая пиковую мощность МРИ.

Исходя из вышесказанного, окончание плазмообразования РР-волокон внешнего каскада должно происходить немного раньше, чем начало сжатия плазмы внутреннего каскада, чтобы вокруг него успевала сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, стабилизирующая сжатие плазмы W-сборки. При этом отношение времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} в выражении (5) должно быть больше 1. В противоположном случае, как это было в экспериментах с (K-W) вложенными сборками с неоптимизированной линейной массой внешнего каскада, длительность процесса плазмообразования капроновых волокон внешнего каскада была сравнима с временем имплозии $T_{pl}^{out} \approx T_{imp}$ и отношение времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} было меньше 1. При этом наличие отставшей плазмы капроновых волокон вокруг пинча снижало амплитуду импульса мощности МРИ.

Из электротехнических измерений производной полного тока dI/dt и напряжения U (см. кривые 2 и 3 на рис. За и кривые I и 2 на рис. 4a-6a) были определены моменты времени окончания плазмообразования на внешнем T_{pl}^{out} и внутреннем T_{pl}^{in} каскадах следующим способом. На основании проведенных экспериментов [39, 60] с оди-

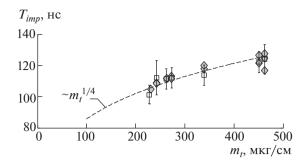


Рис. 10. Зависимость времени имплозии T_{imp} для (PP-W) вложенных сборок с $r_{in}/r_{out}=0.5$ от линейной массы каскадов $m_t=m_{out}+m_{in}$: \bigcirc — время имплозии T_{imp} , измеренное как промежуток времени между началом производной полного тока и моментом пиковой мощности МРИ; \square — рассчитанное по 0-мерной модели сжатия вложенной проволочной сборки. Пунктирной кривой показана функциональная зависимось $T_{imp} \sim m_t^{1/4}$.

ночными проволочными сборками из различных веществ было показано, что на стадии окончания плазмообразования, когда $\dot{m} \rightarrow 0$, в области расположения проволок (или волокон) происходит прорыв магнитного потока внутрь сборки. Это приводит к увеличению индуктивности проволочной сборки и нарушению пропорциональности между напряжением U и производной полного тока dI/dt. В данном методе определения времен T_{pl}^{out} и T_{pl}^{in} во вложенных сборках считалось, что на стадии окончания плазмообразования проявляются некоторые особенности между кривыми dI/dt и U, которые отмечены кружками (\circ) на рис. 3а-6а. Сделаная оценка отношения времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} для (PP-W) вложенных сборок с различными параметрами внешнего каскада (N_{out} и m_{out}) лежит в диапазоне 1.2—1.5. Таким образом, приведенная выше оценка $m_{out}^{min} \sim 16$ мкг/см при $T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out}=1$ оказывается несколько завышенной — не менее чем в 1.5 раза. Экспериментальная проверка показала, что дальнейшее уменьшение линейной массы внешнего каскад до значения $m_{out} \sim 8$ мкг/см приводит к еще большему повышению пиковой мощности МРИ вплоть до 10 ТВт (см. кривую *3* на рис. 6а).

Время имплозии T_{imp} (PP-W) вложенных сборок определялось из экспериментальных данных, как промежуток времени между началом производной полного тока и моментом пиковой мощности МРИ (см. кривые 2 и 4 на рис. 3 и кривые I и 3 на рис. 4—6), в группе выстрелов с близкими значениями амплитуды разрядного тока ($\Delta I/I \le 0.13$). На рис. 10 представлена зависимость вре-

мени имплозии T_{imp} (\diamondsuit для вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.5$ от линейной массы каскадов $m_t=m_{out}+m_{in}$. На этом же рисунке приведены рассчитанные по 0-мерной модели значения T_{imp} (\square) для конкретных значений параметров каскадов вложенных сборок (N_{out} , m_{out} и N_{in} , m_{in}). Из модели сжатия тонкой оболочки [70] известно, что время сжатия плазменной оболочки можно приближенно оценить по следующему выражению $T_{imp} \sim (mr_0^2)^{1/4}$, поэтому на рис. 10 для сравнения приведена соответствующая пунктирная кривая. Видно хорошее соответствие рассчетной кривой и экспериментальных данных, что свидетельствует об эффективной транспортировке плазмы с током в приосевую область (PP-W) вложенных сборок.

Оценка параметров отставшей плазмы вокруг пинча в момент пиковой мощности МРИ. Сделана оценка массы отставшей плазмы, окружающей Z-пинч на финальной стадии его стагнации, по лазерным теневым кадровым изображениям плазмы одиночных W-сборок, вложенных сборок типа (W-W) и (PP-W), зарегистрированным вблизи пиковой мощности МРИ (см. рис. 3в-6в и 8б). При проведении оценки электронной плотности плазмы по поглощению в ней (n'_e) и по рефракции на ее неоднородностях (n_e) было выяснено, что за формирование теневого изображения отвечает рефракция. Оказалось, что при небольших поперечных размерах неоднородностей в отставшей плазме L_{\perp} ~ 100—200 мкм и глубине зондирования вдоль луча $L_{\parallel} \sim 0.5 - 1$ см непрозрачность плазмы для лазерного излучения за счет рефракции будет обеспечена при меньших значениях электронной концентрации n_e примерно в 5—20 раз, чем полученные значения n'_a по поглощению. При этом тени на лазерных кадровых изображениях чаще всего окружены т.н. "ореолами" с яркостью выше фоновой, которые могут образоваться только при рефракции лазерного излучения на неоднородностях плазмы.

При указанных выше величинах L_{\parallel} и L_{\perp} , значениях электронной температуры отставшей плазмы $T_e \sim 50$ эВ и степени ионизации $z \sim (T_e)^{0.5}$, получены оценки электронной n_e и ионной n_i концентрации, линейной массы отставшей плазмы m_{tr} , которые приведены в табл. 2. Из представленных в табл. 2 данных следует:

- отставшая плазма в случае одиночных W-сборок составляет не более 5-10% от начальной массы лайнера 220 мкг/см;
- в случае (W-W) вложенных сборок отставшая плазма внешнего каскада составляет \sim 20-60% его начальной массы, а отставшая плазма внутреннего каскада не более 10%, как и в случае одиночной W-сборки;

Таблица 2. Параметры отставшей плазмы

Параметры лайнера	n_e , 10^{18}cm^{-3}	n_i , 10^{17} cm ⁻³	m_{tr} , мкг/см	Тип лайнера
40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, <i>R</i> = 5 мм	0.5-1.5	1.5-2.7	10-20	одиночная W-сборка
4 W 6 мкм проволок, 22 мкг/см*	0.6-2.1	1.0-3.0	5-14	(W-W) вложенные сборки
для внутреннего каскада**	0.8-2.1	1.5-3.0	11-22	
30 РР-волокон Ø13.4 мкм, ~43 мкг/см*	0.8-1.5	1.0-3.0	21–26	(PP-W) вложенные сборки
8 РР-волокон ∅13.4 мкм, ~11.5 мкг/см*	2.0-4.0	4.0-7.0	1.3-2.0	
24 РР-волокон Ø6.5 мкм, ~8 мкг/см*	0.7-1.6	1.2-2.3	0.2-0.5	

Примечания: * — радиус внешнего каскада $R_{out} = 10$ мм; ** — внутренний каскад из 40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $R_{in} = 5$ мм

— при уменьшении линейной массы PP-волокон во внешнем каскаде вложенных сборок с ~43 мкг/см до ~8 мкг/см уменьшается масса отставшей плазмы в 50—100 раз до значений 0.2—0.5 мкг/см. В последнем случае масса отставшей плазмы составляет не более 3—6% начальной массы внешнего каскада.

При анализе лазерных теневых изображений также выяснилось, что в случае применения во внешнем каскаде PP-волокон Ø13.4 мкм средняя плотность вещества $\bar{\rho}$ в сгустках отставшей плазмы составляет не выше 30 мкг/см³, а для PP-волокон Ø6.5 мкм величина $\bar{\rho}$ оказывается в несколько раз меньше — около 6.0—6.5 мкг/см². Таким образом, применение PP-волокон малого диаметра во внешнем каскаде вложенных сборок оказывается наиболее предпочтительным. Между сгустками отставшей плазмы (в области прорыва магнитного потока) плотность вещества может быть не менее чем на порядок величины ниже и составлять <3 мкг/см³.

Оценка средней плотности $\bar{\rho}$ вещества в сгустках отставшей плазмы W-сборки дает большую величину около 50—100 мкг/см³, что хорошо совпадает с результатами работы [39]. В результате величина $\bar{\rho}$ зависит как от вещества проволок или волокон во внешнем каскаде, так и от их диаметра. Зависимость средней плотности вещества в сгустках отставшей плазмы от количества волокон (проволок) N_{out} не прослеживается.

Следует отметить, что если линейная масса внешнего каскада m_{out} была выбрана не оптимально, сжатие W-сборки становилось некомпактным с образованием вокруг пинча отставшей плазмы с высоким Z. При этом сжатие плазмы с внешнего каскада, запаздывающее относительно момента пиковой мощности MPИ, происходит на заднем

фронте импульса излучения. Это приводит к неэффективной транспортировке тока в приосевую область вложенных сборок, что, в свою очередь, понижает пиковую мощность рентгеновского излучения и уширяет его импульс. В качестве примера на рис. 11 представлены типичные профили импульса мощности мягкого рентгеновского излучения $P_{SXR}(t)$, полученные в выстрелах с (PP-W) вложенными сборками, у которых была различная линейная масса m_{out} волокон во внешнем каскаде. Амплитуды разрядного тока в этих выстрелах были практически одинаковы, отличались друг от друга не более, чем на 6% и составляли 2.54 ± 0.08 МА. Сигналы, зарегистрированные датчиками ВРД в спектральном диапазоне hv >> 100 эВ, представлены на рис. рис. 11а, в спектральном диапазоне hv > 650 эВ — на рис. 116. Как следует из приведенных кривых 1-4, чем меньше линейная масса внешнего каскада m_{out} , тем выше пиковое значение импульса МРИ и меньше ширина импульса на половине его высоты (*FWHM*). При этом примерно в 2 раза возрастает доля излучения в более жесткой части спектра (hv > $> 650 \ \mathrm{pB}$), а длительность заднего фронта рентгеновского импульса сокращается, что говорит об уменьшении доли отставшей плазмы. При величине $m_{out} > 20$ мкг/см на заднем фронте импульса МРИ регистрируются отдельные всплески, связанные с поздним прилетом отставшей плазмы в приосевую область. Чем меньше линейная масса волокон внешнего каскада, тем ближе отдельные всплески на заднем фронте импульса излучения смещаются к основному импульсу излучения. Следует ожидать, что при величине m_{out} < < 8 мкг/см они полностью сольются с основным импульсом излучения, еще больше повысив его амплитуду.

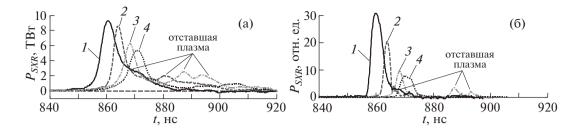


Рис. 11. Сравнение профилей импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах: hv > 100 эВ (а) и hv > 650 эВ (б) (РР-W) вложенных сборок смешанного состава с различной линейной массой m_{out} РР-волокон во внешнем каскаде радиусом $r_{out} = 10$ мм. Внутренний каскад — сборка из 40 W проволок Ø6 мкм, линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: I — для $m_{out} = 8.1$ мкг/см (№ 6477, $N_{out} = 24$ волокна Ø6.5 мкм); 2 — для $m_{out} = 11.5$ мкг/см (№ 6476, $N_{out} = 8$ волокон Ø13.4 мкм); 3 — для $m_{out} = 22.9$ мкг/см (№ 6463, $N_{out} = 16$ волокон Ø13.4 мкм); 4 — для $m_{out} = 42.9$ мкг/см (№ 6348, $N_{out} = 30$ волокон Ø13.4 мкм).

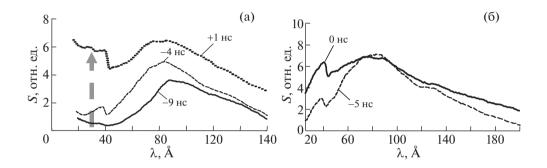


Рис. 12. Сравнение спектральной плотности мощности излучения пинча (S, в отн. ед.) одиночных и вложенных сборок на некоторые моменты времени: а) — вложенная сборка 24PP + 60W (выстрел № 6709), t = -9, -4, +1 нс. б) — одиночная сборка 60W (выстрел № 6625), t = -5, 0 нс. Величина S усреднена по высоте пинча.

Ниже, более подробно рассмотрены особенности спектра Z-пинча (PP-W) вложенных сборок, зарегистрированного при помощи ВУФ-спектрографа с пространственным разрешением вдоль оси пинча.

3.3. Спектральные особенности Z-пинча вложенных сборок смешанного состава

В экспериментах с (PP-W) вложенными сборками были проведены измерения спектров излучения Z-пинча, полученного при их токовой имплозии. В этих экспериментах получаются более узкие импульсы МРИ пинча ($FWHM = 5.9 \pm 1.1 \text{ нс}$) (см. рис. 14а) по сравнению с одиночными проволочными сборками ($FWHM = 11.0 \pm 1.2 \text{ нc}$). Эта разница в ширине импульса проявляется в спектрах излучения, зарегистрированных ВУФ-спектрографом с временным разрешением. В выстрелах № 6709 и № 6625, с примерно одинаковой полной энергией излучения, вблизи пика импульса МРИ в случае вложенной сборки

регистрируется быстрое нарастание спектральной плотности мощности излучения S в коротковолновой (λ < 60 Å) части спектра по сравнению с длинноволновой частью спектра (см. рис. 12а). За 5 нс величина S в диапазоне λ < 60 Å возрастает в 5—6 раз. В то время как в эксперименте № 6625 с одиночной сборкой импульс МРИ имеет большую длительность, и величина S вырастает примерно вдвое за те же 5 нс в этой области длин волн (см. рис. 12б).

Во вложенных сборках наблюдается не только резкое нарастание спектральной плотности мощности излучения пинча в области длин волн $\lambda < 60$ Å при росте амплитуды импульса МРИ. Основное различие спектров излучения пинча вложенных сборок вблизи максимума импульса МРИ по сравнению с одиночными сборками также состоит именно в этой коротковолновой области (см. рис. 13а). Это может свидетельствовать о более высокой температуре сжатого состояния плазмы вложенных сборок, но для количественного сравнения в дальнейшем необходимо прове-

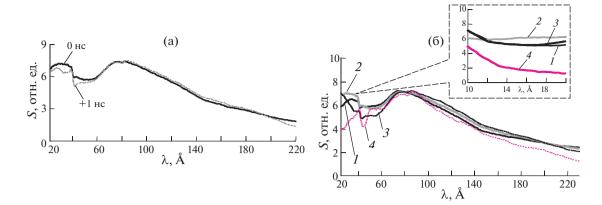


Рис. 13. Сравнение спектральной плотности мощности излучения пинча (S, в отн. ед.): а) — для одиночной сборки (выстрел № 6491, 40W 6 мкм проволок, \emptyset 12 мм) в момент t=1 нс и (PP-W) вложенных сборок (выстрел № 6476, 8PP+40W 13 мкм/6 мкм, \emptyset 20/10 мм) в момент t=0 нс; б) — для вложенных (PP-W) сборок с различной массой m_{out} внешнего каскада: $I-m_{out}=8$ мкг/см (выстрел № 6477, t=-1 нс), $2-m_{out}=11.5$ мкг/см (выстрел № 6476, t=0 нс), $3-m_{out}=23$ мкг/см (выстрел № 6463, t=0 нс), $4-m_{out}=43$ мкг/см (выстрел № 6348, t=+2 нс). На выноске к рисунку более подробно показана спектральная область в диапазоне длин волн 10-20 Å. Величина S усреднена по высоте пинча.

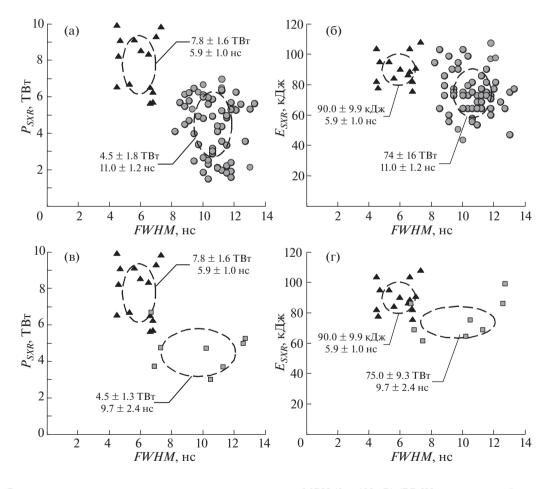


Рис. 14. Результаты сравнения параметров импульса мощности МРИ (hv>100 эВ) (PP-W) вложенных сборок смешанного состава (\blacktriangle), (W-W) вложенных сборок (\blacksquare) и одиночных W-сборок (\blacksquare): (a, b) — зависимость пиковой мощности МРИ P_{SXR} от ширины импульса на половине его высоты FWHM; (b, b) — зависимость энергии импульса МРИ E_{SXR} от ширины импульса на половине его высоты FWHM. Центры овалов и их полуоси соответствуют среднему значению и стандартному отклонению представленных величин, соответственно.

сти дополнительные измерения спектра излучения центральной части пинча с радиальным разрешением. В области длин волн $\lambda > 60$ Å спектры излучения пинча вложенных и одиночных сборок с одинаковыми параметрами практически совпадают.

Важная роль внешнего каскада в динамике плазмы и формировании пинча, подбор его оптимальной массы также проявляется в спектрах излучения в области коротких длин волн (λ < 60 Å). Спектральная плотность мощности излучения S зависит от массы волокон во внешней сборке m_{out} (см. рис. 136). Величина S максимальна в спектральной области 10-20 Å при линейной массе внешней PP-сборки $m_{out} \approx 12$ мкг/см. При этом спектр излучения в диапазоне длин волн λ > 60 Å слабо зависит от количества волокон во внешней сборке. На выноске к рис. 136 видно, что в области 10-20 Å максимальное значение S регистрируется именно для оптимальной массы и максимальной выходной мощности MPИ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Сравнение параметров импульса МРИ, получаемого при сжатии плазмы вложенных сборок и одиночных W-сборок

Проанализирована совокупность экспериментальных данных по 62 выстрелам для одиночных W-сборок, 14 выстрелам для (PP-W) вложенных сборок и 8 выстрелам для вольфрамовых (W-W) вложенных сборок. Выборка совокупности выстрелов для анализа произведена согласно следующим критериям отбора: максимум разрядного тока через лайнер лежит в диапазоне $I_{max} \in [2.0, 3.3]$ MA, среднеквадратичный разброс срабатывания модулей установки $\sigma \in [4, 12]$ нс.

На рис. 14а, б представлены зависимости пиковой мощности (P_{SXR}) и энергии (E_{SXR}) импульса МРИ от ширины импульса на половине его высоты (*FWHM*) для экспериментов с (PP-W) вложенными сборками смешанного состава (треугольники ▲) и одиночными W-сборками (точки •) согласно вышеприведенным критериям отбора. Как следует из представленного рисунка, при имплозии вложенных сборок смешанного состава, состоящих из пластиковых волокон и вольфрамовых проволок, получены более короткие и мощные импульсы МРИ с пиковой мощностью P_{SXR} ~ ~ 7.8 ± 1.6 ТВт длительностью на полувысоте $FWHM \sim 5.9 \pm 1.0$ нс по сравнению с параметрами импульсов МРИ при сжатии одиночных вольфрамовых сборок: $\hat{P}_{SXR} \sim 4.5 \pm 1.8 \; {\rm TBT} \; {\rm u} \; FWHM \sim$ $\sim 11.0 \pm 1.2$ нс. При этом следует отметить, что полная энергия импульса МРИ увеличивается примерно на 20%, до величины \sim 90 \pm 10 кДж.

На рис. 14в, г представлены те же зависимости, что и на рис. 14а, б, только проведено сравнение между (PP-W) вложенными сборками смешанного состава (треугольники ▲) и вольфрамовыми (W-W) вложенными сборками (квадраты ■). Из указанных рисунков следует, что вложенные сборки смешанного состава в среднем дают в 1.7 раза выше пиковую мощность МРИ по сравнению со случаем сжатия вольфрамовых вложенных сборок. С другой стороны, (W-W) вложенные сборки, как и (РР-W) вложенные сборки смешанного состава дают более короткий $FWHM \sim 9.7 \pm$ \pm 2.4 нс по времени импульс излучения, по сравнению с одиночными вольфрамовыми сборками (см. рис. 14а и 14в). Скорее всего, зарегистрированное сокращение длительности импульса МРИ является следствием взаимодействия плазмы внешнего каскада с плазмой и ее магнитным полем внутреннего каскада, при котором происходит формирование более компактного радиального распределения плотности плазмы. Дальнейшее сжатие такого компактного плазменного слоя приводит к малому времени стагнации плазмы в области оси вложенных сборок и генерации короткого импульса рентгеновского излучения.

Таким образом, в условиях наших экспериментов показана возможность увеличения пиковой мощности МРИ не менее чем в 1.7 раза при сжатии вложенных сборок путем оптимизации конструкции лайнера, в том числе за счет подбора плазмообразующих веществ (пластик, вольфрам) с различной величиной \dot{m} в каскадах ($\dot{m}_{plastic} < \dot{m}_W$ в 2.5—3 раза).

Чтобы оптимизировать конструкцию электрофизических установок следующего поколения $(I_m > 50 \text{ MA})$, необходимо понимать, как происходит рентгеновская эмиссия пинча и как пиковая мощность излучения зависит от тока пинча I. В наиболее оптимистичном сценарии предполагается, что пиковая излучаемая мощность рентгеновского излучения P_{SXR}^{max} , как и общая излучаемая энергия E_{SXR}^{max} рентгеновского излучения пропорциональны I^2 . С другой стороны, как показывают эксперименты, проведенные на установке Z при уровне разрядного тока в диапазоне 11-17 MA, мощность и энергия MPИ соответствуют следующим функциональным зависимостям $P_{SXR} \sim I^{1.71 \pm 0.10}$ и $E_{SXR} \sim I^{2.01 \pm 0.21}$ [71].

На основе экспериментальных данных по сжатию (PP-W) вложенных сборок, представленных на рис. 14, и придерживаясь оптимистического сценария, что $P_{SXR}^{max} \sim I^2$, можно сделать оценку сверху значения пиковой мощности МРИ P_{SXR}^{max} для установки ZR ($I_m \sim 26$ MA), которая составит $\sim 600-1000$ ТВт. Однако, опираясь на более реалистичный токовый скейлинг работы [71], где в

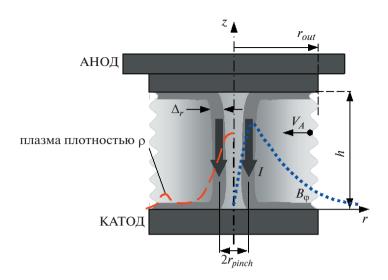


Рис. 15. Проникновение магнитного потока внутрь объема проволочной сборки.

экспериментах на установке Z не наблюдалась квадратичная зависимость мощности MPИ от разрядного тока ($P_{SXR} \sim I^{1.71 \pm 0.10}$), оценка P_{SXR} составит величину около 550—650 ТВт. Ниже, в п. 4.3 настоящей статьи будут даны общие рекомендации по выбору параметров вложенных сборок смешанного состава для получения режима сжатия плазмы с высоким выходом мощности MPИ.

4.2. Некоторые теоретические оценки. Сравнение с экспериментальными данными

Влияние отставшей плазмы на эффективность транспортировки электромагнитной мощности в приосевую область лайнера. Одной из причин ограничения мощности МРИ является образование отставшей плазмы с некоторой плотностью р вне области Z-пинча (в области $r_{pinch} \le r \le r_{out}$), как схематически показано на рис. 15. Это происходит на финальной стадии сжатия плазмы, когда на периферии каскадов вложенных сборок уже закончилось плазмообразование. Следует заметить, что концентратор тока установки типа Ангара-5-1, представляющий собой вакуумные транспортирующие линии с магнитной самоизоляцией межэлектродного зазора, по сути является накопителем электромагнитной энергии от генератора. Такой концентратор тока обеспечивает высокую мощность энергетических процессов на стадии финального сжатия плазмы лайнера. Действительно, на стадии окончания плазмообразования РР-волокон внешнего каскада происходит прорыв энергии магнитного поля, запасенной в концентраторе установки, в область оси вложенных сборок. Если в указанной выше области $(r_{pinch} \le r \le r_{out})$ присутствует отставшая плазма, то

возможно шунтирование ею части разрядного тока пинча. В этом случае часть электромагнитной мощности, развиваемой концентратором установки в цепи вложенных сборок, будет расходоваться в виде токовой утечки. Это, несомненно, приведет к уменьшению электромагнитной мощности, доставляемой в приосевую область вложенных сборок, ухудшению компактности сжатия Z-пинча и, как следствие этих процессов, уменьшению пиковой мощности МРИ.

Сделаем оценку электромагнитной мощности P_{ac} , проникающей в приосевую область вложенных сборок при наличии на периферии внешнего каскада отставшей плазмы, в нашем случае отставшей плазмы РР-волокон. Азимутальное магнитное поле B_{0} , создаваемое разрядным током Iвморожено в плазму вложенных сборок в межэлектродном зазоре лайнера в области внутри радиуса $r \le r_{out}$. Поэтому, в МГД-приближении скорость проникновения магнитной и кинетической энергии плазменного потока с вмороженным магнитным полем в приосевую область можно считать близкой к Альфвеновской, т.е. $V \approx V_A =$ $=B_{\phi}/(4\pi\rho)^{0.5}$. Тогда электромагнитная мощность P_{ac} (в Вт/см), которую может пропустить междуэлектродный зазор, заполненный плазмой с плотностью ρ на некотором радиусе r, будет

$$P_{ac}(r) = 10^{-7} \left(\frac{B_{\phi}^2}{8\pi} + \frac{\rho V_A^2}{2} \right) 2\pi r V_A$$

$$\approx 4 \times 10^{-10} \frac{I^3}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}},$$
(6)

где I — ток (в A), ρ — плотность плазмы (в г/см³), r — радиус (в см).

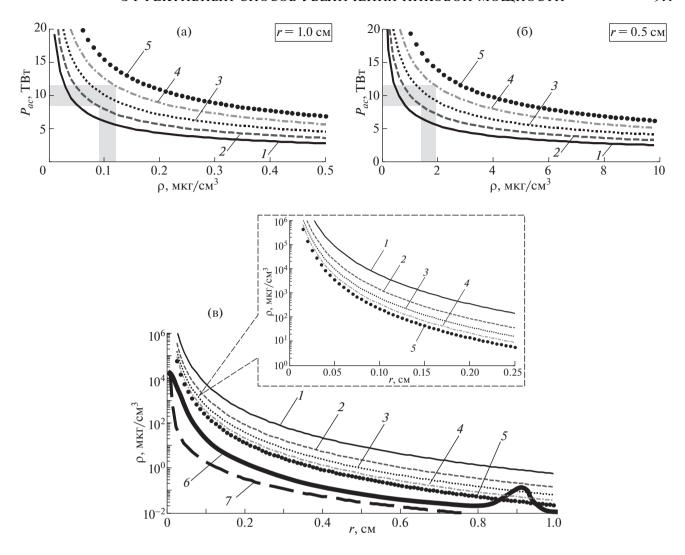


Рис. 16. Расчитанные по формуле (6) зависимости мощности P_{ac} , которую может пропустить зазор высотой h=1.6 см на некотором радиусе $r=r_{out}=1$ см (а) и $r=r_{in}=0.5$ см (б), заполненный плазмой с плотностью ρ , от плотности этой плазмы. Кривые I-5 построены для значений разрядного тока I=2.2, 2.4, 2.6, 2.8 и 3.0 МА, соответственно; в) — оценка радиального распределения плотности плазмы $\rho(r)$ в зазоре внутри лайнера (в области $r < r_{out}$), который нельзя превысить при заданном уровне мощности транспортировки электромагнитной энергии P_{ac} . Кривые I-5 соответствуют значениям $P_{ac}=3$ ТВт, 6 ТВт, 9 ТВт, 12 ТВт, 15 ТВт. Кривые 6, 7 — модельные профили плотности плазмы. Во врезке к рисунку подробно показаны кривые I-5. По шкале ординат — логарифмический масштаб.

Выражение (6) также можно представить в виде $P_{ac}(r) = I^2 Z_{act}$, где $Z_{act} = f(I,r,\rho)$ — активный нелинейный и нестационарный импеданс сжимающейся со скоростью Альфвена плазмы пинча с бесконечной электропроводностью. Также следует заметить, что в области $r > r_{out}$ пропускная способность зазора описывается в электронном магнитногидродинамическом (ЭМГ) приближении [72] и выходит за рамки рассматриваемых в данной работе оценок.

Из выражения (6) следует один важный вывод, что чем выше плотность отставшей плазмы на периферии проволочной сборки, тем меньшая

электромагнитная мощность может быть доставлена в область образования Z-пинча вложенных сборок. Естественно ожидать, что вследствие этого процесса будет уменьшаться пиковое значение мощности рентгеновского излучения. На рис. 16а, б представлены зависимости электромагнитной мощности P_{ac} , которую может пропустить зазор высотой h=1.6 см (высота вложенных сборок в наших экспериментах) на радиусах $r=r_{out}=1$ см и $r=r_{in}=0.5$ см, заполненный плазмой с плотностью ρ , от плотности этой плазмы. Из рисунков видно, что для эффективной транспортировки электромагнитной энергии к оси вложен-

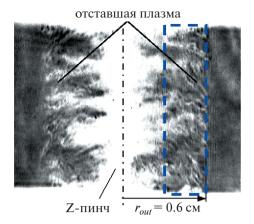


Рис. 17. Лазерная интерферограмма плазмы (W—W)-вложенных сборок, полученная в момент пиковой мощности МРИ (выстрел № 3940).

ных сборок необходимо в области начального расположения PP-волокон внешнего каскада $(r=r_{out}=1~{\rm cm})$ иметь уровень плотности отставшей плазмы не более $0.1~{\rm mkr/cm^3},$ а в области начального радиуса расположения W-проволок внутреннего каскада $(r=r_{in}=0.5~{\rm cm})$ — не более $2~{\rm mkr/cm^3}.$

С другой стороны, анализируя поток энергии, проникающий с плазмой внутрь вложенных сборок, зафиксируем в уравнении (6) значение мощности P_{ac} = Const. В этом случае параметр P_{ac} , фактически, будет отвечать за пропускную способность зазора в области $r \le r_{out}$. При типичных параметрах нашего эксперимента: I = 2.5 MA, h = 1.6 см, получим из уравнения (6) оценки для радиального распределения плотности плазмы $\rho(r)$ в зазоре высотой h, значения которых нельзя превысить при следующих значениях параметра $P_{ac} = 3$ ТВт, 6 ТВт, 9 ТВт, 12 ТВт и 15 ТВт. Соответствующие распределения $\rho(r)$ показаны на рис. 16в в виде кривых 1-5. Там же представлены модельные профили плотности плазмы внутри вложенных сборок для двух случаев, которые могут реализовываться в эксперименте. Профиль в виде кривой 6 с локальным максимумом плотности ~0.1 мкг/см³ вблизи начального радиуса внешнего каскада (на $r \approx 0.9$ см) соответствует случаю наличия в этой области отставшей плазмы, а другой профиль (кривая 7) — случаю без отставшей плазмы. Значение локального максимума плотности на кривой 6 превышает допустимое для уровня электромагнитной мощности P_{ac} > > 6 ТВт, который не пройдет далее внутрь области r < 0.9 см. В этом случае значительная часть мощности P_{ac} диссипирует вблизи расположения данного локального максимума плотности отставшей плазмы в виде тока утечки. В случае отсутствия локального максимума на профиле

плотности (кривая 7 на рис. 16в) больший уровень мощности P_{ac} , вплоть до 15 ТВт, достигнет приосевой области вложенных сборок. Следует заметить, что мощность $P_{ac} < 6$ ТВт без проблем проникнет в приосевую область разряда для обоих случаев. Конечно, рассматриваемая модельная ситуация не может претендовать на количественную точность, прежде всего, потому что профиль плотности $\rho(r)$ выбран произвольно для произвольного же момента времени. Кроме того, в реальном эксперименте профиль плотности сжимаемой плазмы имеет сильную аксиальную неоднородность.

Таким образом, остаточная плазма на периферии вложенных сборок, имея сравнительно малую плотность, ограничивает уровень электромагнитной мощности, которая могла бы быть доставлена в приосевую зону пинча. Доставляемый в область $r \le r_{out}$ поток энергии диссипирует там, куда он может проникнуть.

В качестве примера можно привести экспериментальные данные исследования отставшей плазмы (W-W) вложенных сборок, представленные в работе [73]. По данным лазерной интерферометрии плазмы (измерения были выполнены на длине волны $\lambda = 0.69$ мкм) было показано, что в момент пиковой мощности МРИ ($P_{SXR}^{max} \approx 1.8~{\rm TBT}$ при $I \approx 3.2$ MA) оценка локальной линейной массы отставшей плазмы составляет около 8% начальной массы внешнего каскада. Это соответствует линейной массе отставшей плазмы ~30 мкг/см, сосредоточенной в области радиусов $0.3 \text{ см} \le r \le 0.6 \text{ см}$ (отмечена прямоугольником на рис. 17). Указанное значение линейной массы соответствует значению плотности плазмы около 35 мкг/см³ в предположении равномерного распределения плотности вещества в данной области. Согласно выражению (6) оценка электромагнитной мощности P_{ac} , которая может быть доставлена в область (r < 0.6 см) образования Z-пинча вложенных сборок, составляет величину $\sim 1.7 \text{ ТВт}$ при высоте зазора h=1 см. Проведенная оценка электромагнитной мощности P_{ac} , поступающей в область формирования излучающего Z-пинча, хорошо совпадает с пиковой мощностью рентгеновского излучения, зарегистрированной в представленных экспериментах. Следует заметить, что в данных экспериментах масса внешнего каскада (W-W) вложенных сборок была не оптимальна ($m_{out}=380 \text{ мкг/см}$) и в момент пиковой мощности МРИ оставалось много отставшей плазмы в межэлектродном зазоре на периферии вложенных сборок.

Мощность P_{ac} расходуется на совершение работы по сжатию плазмы к оси сборки и на увеличение внутренней энергии Z-пинча с последующей рентгеновской эмиссией. Одновременно с формированием пинча происходит его нагрев за счет трансформации кинетической энергии сжимающейся плазмы, а также за счет поглощения энергии электромагнитного поля из разрядной цепи установки.

Вклад кинетической и магнитной энергии сжимающейся плазмы в рентгеновское излучения Z-пинча. Формирование пинча и его нагрев связаны с диссипацией кинетической энергии встречных плазменных потоков, движущихся под действием силы Ампера из области взорванных проволок внутреннего каскада. При этом компактность сжатия плазмы двухкаскадного лайнера является необходимым условием эффективного использования его кинетической энергии. Сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{kin} (в Вт/см) за счет преобразования кинетической энергии плазмы проволочной сборки, сжимающейся со скоростью V_r (в см/с), толщиной Δ_r (см. схему на рис. 15) во внутреннюю энергию Z-пинча в предположении ее дальнейшей трансформации в энергию рентгеновского излучения, следующим образом

$$P_{kin} = 5 \times 10^{-14} m V_r^3 / \Delta_r, \tag{7}$$

где Δ_r — в см, m (в мкг/см) — линейная масса плазмы. Толщина плазменного слоя была выбрана равной толщине скин-слоя плазмы с температурой T_e = 20—35 эВ при характерных временах процесса финального сжатия W-сборки ~30 нс. При достигнутой в эксперименте скорости сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) около (3—3.5) \times 10⁷ см/с и толщине плазменного слоя Δ_r ~ δ_{skin} = 0.15—0.2 см получим оценку мощности P_{kin} примерно ~1.5—3.1 ТВт/см. При высоте проволочной сборки h = 1.6 см соответствующая мощность излучения составит ~2.4—5.0 ТВт при длительности процесса 4—7 нс. Отсюда следует, что неодновременность прихода на ось отдель-

ных плазменных фрагментов двухкаскадного лайнера вследствие, например зиппер-эффекта, не должна быть более этой длительности. В случае одиночных проволочных сборок неустойчивости плазмы, возникающие на стадии инициации разряда через проволоки, ухудшают компактность сжатия плазмы в приосевую область. Однако, применение двухкаскадной схемы лайнера с внешним каскадом из пластиковых волокон позволяет существенно уменьшить развитие МГД-неустойчивостей плазмы проволочной сборки во внутреннем каскаде и, тем самым, уменьшить несинхронность сжатия плазмы на финальной стадии имплозии до 2 нс и менее (см. рис. 7г).

Далее, сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{MHD} (в $\mathsf{Bt/cm}$) за счет преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию Z-пинча на стадии его стагнации. В работах [74-76] была предложена теоретическая модель, в соответствии с которой электромагнитная энергия разрядной цепи может диссипировать во внутреннюю энергию Z-пинча путем МГД турбулентного перемешивания плазмы и магнитного потока. Магнитный поток, накопленный в контуре разрядной цепи вблизи Z-пинча, проникает внутрь пинча в виде тороидальных магнитных пузырей, зарождающихся на его поверхности и проникающих к оси пинча со скоростью близкой к альфвеновской скорости. Происходит конвективное перемешивание ионной компоненты плазмы с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов электронам и излучение нагретой плазмы. Для плотной плазмы пинча время передачи энергии от ионной компоненты к электронам мало по сравнению со временем джоулева нагрева электронов. При этом излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Согласно данной модели мощность такого МГД турбулетного нагрева объема пинча оценивается как

$$P_{MHD} = \frac{B_{\phi}^2}{8\pi} 2\pi r V_A \approx 2 \times 10^{-10} \chi \frac{I^3}{r_{pinch}^2 \sqrt{4\pi\rho}},$$
 (8)

где P_{MHD} (в Вт/см), I — ток (в A), протекающий через Z-пинч радиусом r_{pinch} (в см) и плотностью ρ (в г/см 3), безразмерный параметр χ — численный множитель порядка единицы, значение которого фактически можно определить только из эксперимента. В теоретических работах [75, 76] он вычислялся в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с поверхности пинча на его ось. При достигнутых в наших экспериментах типичных значениях I = 2.5 MA, r_{pinch} = 0.25–0.5 мм, m = 220 мкг/см и учитывая, что ρ = $m/(\pi r_{pinch}^2)$, получим оценку

Параметры вложенных сборок:				Установка	
r _{out} , cm	<i>r_{in}</i> , cm	<i>т_{оиt},</i> мг/см	<i>m</i> _{in} , мг/см	ЭСТАНОВКА	
1.0	0.5	<0.10-0.19	1.9-3.7	Julong-I ($I_m = 7-8 \text{ MA}, \tau = 100 \text{ Hc}$)*	
2.0	1.0	<0.03-0.05	0.5-0.9		
1.0	0.5-0.7	<0.4-1.3	8.3-25.2	$ZR (I_m = 26 \text{ MA}, \tau = 80 \text{ Hc}) *$	
2.0	1.0-1.4	<0.1-0.3	2.1-6.3		

Таблица 3. Основные параметры вложенных сборок для мощных электрофизических установок

Примечания: количество волокон N_{out} и проволок N_{in} во внешнем и внутреннем каскадах должно быть по возможности большим для осуществления азимутально-однородного сжатия плазмы, выбирается за счет диаметра проволок (волокон) в зависимости от их наличия. * $-I(t) = I_m \sin^2(1/2\pi/\tau t)$ рассчетная зависимость профиля разрядного тока установки.

мощности P_{MHD} около 2.1—4.2 ТВт/см. При высоте проволок в сборке h = 1.6 см, соответствующая мошность излучения составит ~3.4—6.7 ТВт. Следует заметить, что сильная зависимость мощности P_{MHD} от тока и радиуса пинча требует наличия детальной информации о радиальном распределении тока в приосевой области проволочной сборки, что в экспериментах, представленных в настоящей работе, было недоступным. Также важным является знание о радиальном распределении тока вне пинча $I(r > r_{pinch})$, на которое определяющим образом влияет распределение отставшей плазмы РР-волокон, зависящее от характера окончания плазмообразования, когда $\dot{m}_{out}(t)
ightarrow 0$, и от устойчивости сжатия плазмы. Поэтому, сделанная выше оценка мощности P_{MHD} , носит лишь качественный характер.

Таким образом, суммарная мощность излучения, рассчитанная в виде $P_{tot} = (P_{kin} + P_{MHD})h$, составляет величину ~5.8—11.7 ТВт. Сделанные из выражений (7) и (8) качественные оценки P_{kin} и P_{MHD} сопоставимы с зарегистрированным уровнем мощности МРИ в экспериментах с (РР-W) вложенными сборками.

4.3. Предложение по перспективным конструкциям вложенных сборок для мощных электрофизических установок с током 8-26 MA

На основании представленных в данной статье экспериментальных данных по сжатию плазмы вложенных сборок смешанного состава в табл. 3 приведены основные параметры вложенных сборок, рекомендуемые для получения высоких выходов МРИ на самых мощных в мире электрофизических установках ZR и Julong-I (быв. PTS) с уровнем разрядного тока до 26MA и 8MA, соответственно. Значения линейной массы внутреннего каскада m_{in} , приведенные в табл. 3, подобраны по 0-мерной модели таким образом, чтобы момент сжатия плазмы был вблизи максимума

разрядного тока установки I_m , т.е. когда разрядный ток по лайнеру достигает значений $I=(0.95-1.05)I_m$. Линейная масса пластиковых волокон внешнего каскада выбиралась исходя из условия $m_{out} \leq 0.05m_{in}$. Временная зависимость разрядного тока, применявшаяся в рассчете, задавалась следующей функциональной зависимостью $I(t)=I_m \sin^2(\omega t)$, где $\omega=1/2\pi/\tau$, τ — время нарастания тока до максимума. Начальные радиусы каскадов r_{out} , r_{in} и временной профиль разрядного тока I(t) выбраны на основании экспериментальных данных, представленных в работах [4, 13, 71, 77, 78].

Общие рекомендации по выбору параметров (N_{out} , M_{out} , N_{in} , M_{in} ,

 необходимо осуществление режима течения плазмы между каскадами с образованием области ударной волны вблизи поверхности внутреннего каскада. Для этого нужно сделать выбор вещества проволок или пластиковых волокон в каскадах так, чтобы интенсивность плазмообразования волокон внешнего каскада была меньше интенсивности плазмообразования W-проволок внутреннего каскада — $\dot{m}_{out} < \dot{m}_{in}$ [60]. Экспериментально и теоретически показано [48–50, 62], что при отношении радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} \approx 0.5$ 0.7 и темпов плазмообразования $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \approx 1.8-4$ создаются такие условия, при которых кинетическое давление потока плазмы с внешнего каскада на некотором радиусе r_{SW} уравновешивается магнитным давлением разрядного тока внутреннего каскада, т.е. $1/2\rho V_r^2 \approx (B_{in})^2/8\pi$. При этом образуется область УВ, где происходит переход от сверхальфвеновского течения плазмы к доальфвеновскому течению, а также происходит растекание плазменный струй в азимутальном направлении вокруг внутреннего каскада (вдоль силовых линий магнитного поля);

- необходимо образование замкнутой вокруг внутреннего каскада области УВ до момента ее разрушения неустойчивостями, возникающими в плазменном потоке после окончания плазмообразования на внешнем каскаде. Наличие такой замкнутой области УВ вокруг внутреннего каскада обеспечивает азимутально-однородное распределение плотности плазмы вблизи поверхности внутреннего каскада. Экспериментально обнаружено, что при отношении каскадов r_{in}/r_{out} < < 0.6 при фиксированном числе волокон во внешнем каскаде N_{out} = 4 в области УВ образуется оболочка, квазизамкнутая вокруг внутреннего каскада. Аналогичная ситуация реализуется при отношении радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.9$, только при большем количестве волокон во внешнем каскаде — $N_{out} \ge 40$. В результате складывается ситуация, когда у плазмы внутреннего каскада (W-сборки), ускоряемой магнитным давлением разрядного тока, не существует в явном виде свободной внешней границы плазма-вакуум, как в случае имплозии одиночных проволочных сборок. Такая ситуация приводит к медленному росту амплитуды МРТ-неустойчивости [49, 50] и, вследствие этого, происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада на протяжении всей финальной стадии имплозии. Таким образом, динамика растекания плазменных струй определяет образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада: чем больше расстояние между струями в момент их растекания, тем маловероятнее образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада. Иными словами это означает, что длина окружности l_{SW} с радиусом, равном радиусу образования области $YB r_{SW}$, должна быть не меньше суммарной длины дуг струй с каждого волокна внешнего каскада, растекающихся вдоль силовых линий ${\bf B_{in}}$ -поля, т.е. должно выполнять-

ся неравенство $l_{SW} \ge \sum_{i=1}^{N_{out}} l_i \approx N_{out} l_i$;

— необходимо согласование динамики сжатия плазмы внешнего каскада относительно сжатия плазмы внутреннего каскада с целью уменьшения доли разрядного тока, шунтированного отставшей плазмой. При этом окончание плазмообразования на внешнем каскаде (в момент времени T_{pl}^{out}) должно происходить раньше, чем начало сжатия плазмы внутреннего каскада (момент T_{pl}^{in}), для того чтобы вокруг него успевала сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, стабилизирующая сжатие плазмы W-сборки на ее финальной стадии сжатия, т.е. отношение T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} должно быть не более 1.2—1.5;

- необходима оптимизация линейной массы m_{out} внешнего каскада. Результаты данной работы показали, что уменьшение линейной массы

внешнего каскада m_{out} до ~5% линейной массы внутреннего каскада (W-сборки) приводит к увеличению в несколько раз пиковой мощности МРИ. Дальнейшее уменьшение параметра m_{out} , в конечном итоге, приведет к быстрому исчерпанию (истощению) источника плазмы (\dot{m}_{out}) на начальном радиусе внешнего каскада еще до момента окончания плазмообразования проволок W-сборки во внутреннем каскаде T_{pl}^{in} и начала ее финального сжатия. В этом случае не реализуется сценарий устойчивого сжатия внутреннего каскада, происходит уширение сжимающегося токонесущего слоя плазмы W-сборки. Образовавшаяся отставшая плазма с высоким Z частично шунтирует ток пинча, тем самым понижая пиковую мощность МРИ. Оптимизацию параметра m_{out} следует проводить как за счет изменения диаметра волокон внешнего каскада, так и за счет их количества N_{out} , сохраняя при этом азимутально-однородное взаимодействие плазмы внешнего каскада с внутренним каскадом;

— необходима оптимизация линейной массы m_{in} внутреннего каскада. Экспериментально найдено [33], что при увеличении межпроволочного зазора W-сборки во внутреннем каскаде $\Delta_{in}=2\pi r_{in}/N_{in}>\pi$ уменьшается взаимодействие налетающих потоков плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада. Поэтому, параметр N_{in} следует выбирать по возможности большим. Разумное ограничение величины N_{in} сверху определяется толщиной скин-слоя δ_s плазмы вокруг проволок в сборке, т.е. должно выполняться неравенство $N_{in} \leq 2\pi r_{in}/\delta_s$. Например, для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 значение N_{in} лежит в диапазоне от 40 до 80 проволок;

— должно быть выполнено общеизвестное требование, применяемое для оптимизации массы плазмы во всех пинчевых разрядах: момент сжатия плазмы должен происходить вблизи максимума разрядного тока установки. В нулевом приближении суммарная линейная масса каскадов $m_t = m_{out} + m_{in}$ выбирается, исходя из следующего выражения, что $T_{imp} \sim m_t^{1/4}$ при прочих заранее выбранных параметрах r_{out} и r_{in} . При условии $m_{out} \ll m_{in}$, время T_{imp} , в основном, определяется линейной массой внутреннего каскада и его начальным радиусом следующим образом $T_{imp} \sim (m_{out} r_o^2)^{1/4}$.

Приведенные выше рекомендации по выбору параметров вложенных сборок содержат в себе некоторые важные критерии без выполения которых невозможна практическая реализация устойчивого сжатия плазмы вложенных сборок и

получение высокой пиковой мощности МРИ, а приведенные в табл. 3 основные параметры вложенных сборок смешанного состава носят рекомендательный характер.

5. ВЫВОДЫ

Исходя из результатов проведенных экспериментов по сжатию плазмы (PP-W) вложенных сборок можно сделать следующие выводы:

- 1. Основываясь на последних экспериментальных данных об интенсивности плазмообразования различных веществ \dot{m} (в мкг/(см² · нс)) и об особенностях динамики сжатия плазмы во вложенных сборках, была разработана конструкция двухкаскадного лайнера с заданной динамикой сжатия, позволяющая получать высокую пиковую мощность МРИ по сравнению с оптимальными конструкциями одиночных и вложенных вольфрамовых проволочных сборок.
- 2. За счет оптимизации количества волокон внешнего каскада N_{out} удалось нивелировать влияние зиппер-эффекта на синхронность финального сжатия плазмы в приосевую область. Для условий эксперимента с одиночными вольфрамовыми сборками на установке Ангара-5-1 несинхронность сжатия плазмы на оси за счет зиппер-эффекта составляет $\Delta t_z \sim 5-8$ нс. Показано, что величина Δt_z уменьшается с 3—5 нс до 1— 2 нс и менее при увеличении числа проволок (волокон) N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок с 4-х до 40-ка штук. Полученные данные указывают на то, что несинхронность сжатия плазмы вложенных сборок в основном зависит от параметра N_{out} , и, практически, не зависит от вещества проволок (или волокон) внешнего каскада и его линейной массы в широком диапазоне значений m_{out} от ~10 мкг/см до 220 мкг/см.
- 3. Показано, что при уменьшении линейной массы РР-волокон внешнего каскада до уровня $m_{out} \sim 10$ мкг/см финальный диаметр области протекания разрядного тока и размер плотной области Z-пинча (при $n_e > (2-4) \times 10^{19} \, \mathrm{cm}^{-3}$) становятся близки друг к другу, а размер области интенсивного излучения в рентгеновском диапазоне спектра hv > 50 эВ становится менее 0.5 мм, что соответствует степени сжатия плазмы ~20. При уменьшении в 2 раза величины m_{out} с 23 мкг/см до 11.5 мкг/см, отставшая плазма волоконной сборки внешнего каскада успевает сжаться в приосевую область. Скорее всего, это свидетельствует об уменьшении влияния отставшей плазмы на эффективность транспортировки разрядного тока в приосевую область вложенных сборок. Вследствие этого возрастает выход МРИ в спектральной области hv > 100 эВ.

4. Показано, что при уменьшении линейной массы внешнего каскада m_{out} с ~43 мкг/см до ~8— 10 мкг/см, что составляет ~3-4% массы внутреннего каскада, происходит увеличение не менее чем в 1.7 раза пиковой мощности МРИ по сравнению со случаем вольфрамовых одиночных и (W-W) вложенных сборок. Пиковая мощность МРИ (hv > 100 эВ) возрастает до уровня ~9— 10 ТВт, а длительность импульса излучения становится менее 5 нс. Полная энергия импульса МРИ увеличивается примерно на 20%, до величины ~90-100 кДж. При этом следует отметить, что спектральная плотность мощности излучения пинча возрастает в более жесткой части спектра (hv > 650 эВ), что приводит примерно к удвоению интенсивности излучения пинча в этой области, а длительность заднего фронта рентгеновского импульса сокращается, что свидетельствует об уменьшении доли отставшей плазмы.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты Ne Ne 20-02-00007, 20-21-00082 и 18-29-21005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никан- дров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 2. С. 197—202.
- 2. Бехтев М.Б., Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Тулупов М.В., Царфин В.Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1653—1667.
- 3. Айвазов И.К., Бехтев М.Б., Булан В.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Гигиберия В.П., Заживихин В.В., Зайцев В.И., Захаров С.В., Золотов В.П., Знатнов Е.В., Комаров С.А., Конкашбаева Р.С., Карташов А.В., Костромин А.П., Красильников А.И., Лузин Ю.Н., Макаров В.В., Мишенский В.О., Никандров Л.Б., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Савочкин В.Н., Смоленкова О.А., Смирнов В.П., Сопкин Ю.В., Тулупов М.В., Фролов И.Н., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 6. С. 645—654.
- Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105–2111.
- Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Смирнов В.П., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Дубас Л.Г., Корельский А.В., Королёв В.Д., Мижирицкий В.И., Устроев Г.И., Черненко А.С., Чикин Р.В., Шашков А.Ю., Ли Дзэнхон, Хуа Синьшен, Пэн Сяньцзю, Фен Шупин, Гуо Цун, Цзян Шилун, Нинь Чен, Сон Фенджун, Сюй Жонкун, Сюй Цзэпин, Ян Ченли, Ян Цзюньлун, Ян Либин // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 8. С. 714—726.

- 6. Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф., Спиров Г.М., Репин П.Б., Пикулин И.В., Волков А.А., Орлов А.П., Борискин А.С., Таценко О.М., Моисеенко А.Н., Баринов М.А., Маркевцев И.М., Казаков С.А., Селявский В.Т., Шаповалов Е.В., Гитерман Б.П., Власов Ю.В., Дыдыкин П.С., Ряслов Е.А., Котельников Д.В., Гайдаш С.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 424—434.
- Calamy H., Lassalle F., Loyen A., Zucchini F., Chittenden J.P., Hamann F., Maury P., Georges A., Bedoch J.P., Morell A. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 012701-1-012701-11.
- 8. Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ouyang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi Yang // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 7. P. 072707-1—072707-10.
- Sangster T.C., McCrory R.L., Goncharov V.N., Harding D.R., Loucks S.J., McKenty P.W., Meyerhofer D.D., Skupsky S., Yaakobi B., MacGowan B.J., Atherton L.J., Hammel B.A., Lindl J.D., Moses E.I., Porter J.L., Cuneo M.E., Matzen M.K., Barnes C.W., Fernandez J.C., Wilson D.C., Kilkenny J.D., Bernat T.P., Nikroo A., Logan B.G., Yu S., Petrasso R.D., Sethian J.D., Obenschain S. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 10. P. S686—S695.
- 10. Olson C., Rochau G., Slutz S., Morrow C., Olson R., Cuneo M., Hanson D., Bennett G., Sanford T., Bailey J., Stygar W., Vesey R., Mehlhorn T., Struve K., Mazarakis M., Savage M., Pointon T., Kiefer M., Rosenthal S., Cochrane K., Schneider L., Glover S., Reed K., Schroen D., Farnum C., Modesto M., Oscar D., Chhabildas L., Boyes J., Vigil V., Keith R., Turgeon M., Cipiti M., Lindgren E., Dandini V., Tran H., Smith D., McDaniel D., Quintenz J., Matzen M.K., VanDevender J.P., Gauster W., Shephard L., Walck M., Renk T., Tanaka T., Ulrickson M., Meier W., Latkowski J., Moir R., Schmitt R., Reyes S., Abbott R., Peterson R., Pollock G., Ottinger P., Schumer J., Peterson P., Kammer D., Kulcinski G., El-Guebaly L., Moses G., Sviatoslavsky I., Sawan M., Anderson M., Bonazza R., Oakley J., Meekunasombat P., De Groot J., Jensen N., Abdou M., Ying A., Calderoni P., Morley N., Abdel-Khalik S., Dillon C., Lascar C., Sadowski D., Curry R., McDonald K., Barkey M., Szaroletta W., Gallix R., Alexander N., Rickman W., Charman C., Shatoff H., Welch D., Rose D., Panchuk P., Louie D., Dean S., Kim A., Nedoseev S., Grabovsky E., Kingsep A., Smirnov V. // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. № 3. P. 633-640.
- 11. McDaniel D.H., Mazarakis M.G., Bliss D.E., Elizondo J.M., Harjes H.C., Ives H.C., Kitterman D.L., Maenchen J.E., Pointon T.D., Rosenthal S.E., Smith D.L., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A., Johnson D.L., Corley J.P. // AIP Conference Proceedings. 2002. V. 651. № 1. P. 23–28.
- 12. Matzen M.K., Atherton B.W., Cuneo M.E., Donovan G.L., Hall C.A., Herrmann M., Kiefer M.L., Leeper R.J., Leifeste G.T., Long F.W., Mckee G.R., Mehlhorn T.A., Porter J.L., Schneider L.X., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A. // ACTA PHYSICA POLONICA A. 2009. V. 115. № 6. P. 956—958.

- Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L. // Rev. Scien. Instr. 2014. V. 85. P. 083501-1-083501-11.
- Nash T.J., Derzon M.S., Chandler G.A., Leeper R., Fehl D., Lash J., Ruiz C., Cooper G., Seaman J.F., Mc-Gurn J., Lazier S., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Hurst M., Mock R., Ryan P., Nielsen D., Armijo J., McKenney J., Hawn R., Hebron D., MacFarlane J.J., Petersen D., Bowers R., Matuska W., Ryutov D.D. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. N.5. P. 2023–2029.
- Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Leeper R.J., Fehl D., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. // Phys.Rev.Lett. 2004. V. 93. P. 015001-1-015001-4.
- Leeper R.J., Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Fehl D.L., Peterson K., Rochau G.A., Varnum W.A., Bell K.S., Casey D.T., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. // J. Phys. IV France. 2006. V. 133. P. 775–778.
- 17. Mehlhorn T.A., Bailey J.E., Bennett G., Chandler G.A., Cooper G., Cuneo M.E., Golovkin I., Hanson D.L., Leeper R.J., MacFarlane J.J., Mancini R.C., Matzen M.K., Nash T.J., Olson C.L., Porter J.L., Ruiz C.L., Schroen D.G., Slutz S.A., Varnum W., Vesey R.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. № 12A. P. A325—A334.
- Matzen M.K., Sweeney M.A., Adams R.G., Asay J.R., Bailey J.E., Bennett G.R., Bliss D.E., Bloomquist D.D., Brunner T.A., Campbell R.B., Chandler G.A., Coverdale C.A., Cuneo M.E., Davis J.P., Deeney C., Desjarlais M.P., Donovan G.L., Garasi C.J., Haill T.A., Hall C.A., Hanson D.L., Hurst M.J., Jones B., Knudson M.D., Leeper R.J., Lemke R.W., Mazarakis M.G., McDaniel D.H., Mehlhorn T.A., Nash T.J., Olson C.L., Porter J.L., Rambo P.K., Rosenthal S.E., Rochau G.A., Ruggles L.E., Ruiz C.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Sinars D.B., Slutz S.A., Smith I.C., Struve K.W., Stygar W.A., Vesey R.A., Weinbrecht E.A., Wenger D.F., Yu E.P. // Phys.Plas. 2005. V. 12. P. 055503-1-055503-16.
- 19. Cuneo M.E., Vesey R.A., Porter J.L., Bennett G.R., Hanson D.L., Ruggles L.E., Simpson W.W., Idzorek G.C., Stygar W.A., Hammer J.H., Seamen J.J., Torres J.A., McGurn J.S., Green R.M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 21. P. 215004-1—215004-4.
- Cuneo M.E., Vesey R.A., Bennett G.R., Sinars D.B., Stygar W.A., Waisman E.M., Porter J.L., Rambo P.K., Smith I.C., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Bliss D.E., Nash T.J., Chandler G.A., Afeyan B.B., Yu E.P., Campbell R.B., Adams R.G., Hanson D.L., Mehlhorn T.A., Matzen M.K. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. R1–R35.
- 21. *Smirnov V.P.* Fast liners for inertial fusion // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1991. V. 33. P. 1697–1714.
- 22. Sanford T.W.L., Lemke R.W., Mock R.C., Chandler G.A., Leeper R.J., Ruiz C.L., Peterson D.L., Chrien R.E., Idzorek G.C., Watt R.G., Chittenden J.P. Dynamics and characteristics of a 215-eV dynamic-hohlraum X-ray source on Z // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. № 8. P. 3573—3594.

- 23. Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., Glendinning S.G., Glenzer S.H., Haan S.W., Kauffman R.L., Landen O.L., Suter L.J. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. № 2. P. 339–491.
- Grabovsky E.V., Azizov E.A., Alikhanov S.G., Bakhtin V., Gribov A.N., Halimullin Yu.A., Levashov V., Lototsky A.P., Zhitlukhin A.M., Krilov M.K., Pismenni V.D., Velikhov E.P., Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Dolgachev G.I., Smirnov V.P., Glukhih V.A., Kuchinsky V.C., Pechersky O.P., Kormilitsyn A.I., Rikovanov G.V. // 14th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-2003). 2003, Dallas, Texas, USA, June 15–18. V. 2. P. 921–924.
- 25. Большаков Е.П., Василевский М.А., Водовозов В.М., Глухих В.А., Демидов В.Л., Еремкин В.В., Энгелько В.И., Янкин Е.Г., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Смирнов В.П. // Изв. РАН. Энергетика. 2013. № 4. С. 3—11.
- Selemir V.D., Demidov V.A., Ivanovsky A.V., Yermolovich V.F., Komilov V.G., Chelpanov V.I., Kazakov S.A., Vlasov Yu.V., Orlov A.P. // In Proc. 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS. Haifa, Israel. 1998. V. 1. P. 83–88.
- Don Cook Z, ZX, and X-1: A Realistic Path to High Fusion Yield // 12th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-1999). 1999, Monterey, California, USA, June 27–30, P. 33–37.
- 28. Stygar W.A., Cuneo M.E., Headley D.I., Ives H.C., Leeper R.J., Mazarakis M.G., Olson C.L., Porter J.L., Wagoner T.C., Woodworth J.R. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2007. V. 10. P. 030401-1-030401-24.
- 29. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B., Nash T.J., Peterson D.L., L'Eplattenier P., Chandler G.A., Seamen J.F., Struve K.W. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 22. P. 4883–4886.
- 30. Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Zakaullah M. // Phys.Rev.Lett. 2000. V. 84. № 8. P. 1708–1711.
- 31. *Bland S.N.*, *Lebedev S.V.*, *Chittenden J.P.*, *Jennings C.*, *Haines M.G.* // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. № 4. P. 1100–1112.
- 32. Sanford T.W.L., Mock R.C., Leeper R.J., Peterson D.L., Watt R.C., Chrien R.E., Idzorek G.C., Oliver B.V., Roderick N.F., Haines M.G. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. № 5. P. 1187–1190.
- 33. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 33—48.
- 34. Cuneo M.E., Sinars D.B., Waisman E.M., Bliss D.E., Stygar W.A., Vesey R.A., Lemke R.W., Smith I.C., Rambo P.K., Porter J.L., Chandler G.A., Nash T.J., Mazarakis M.G., Adams R.G., Yu E.P., Struve K.W., Mehlhorn T.A., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C.A. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. № 5. P. 056318-1–056318-18.
- 35. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Александров В.В., Фролов И.Н., Олейник Г.М., Лаухин Я.Н., Грицук А.Н., Сасоров П.В., Медовщиков С.Ф. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 12. С. 1022—1041.

- Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
- 37. Alexandrov V.V., Volkov G.S., Grabovsky E.V., Zaitsev V.I., Zurin M.V., Medovschikov S.F., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Frolov I.N., Fedulov M.V., Lee Zhenhong, Hua Xinsheng, Peng Xianjue, Xu Rongkun, Xu Zeping, Yang Jianlun, Guo Cun, Ding Ning, Gu Yuanchao, Liu Qiang, Li Linbo, Ning Jiamin, Xia Guangxin // Proc. of the 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS'04. (Saint-Petersburg. Russia. July 18–23. 2004). Edited by Engelko V., Glukhikh V., Mesyats G., Smirnov V., Saint-Petersburg. D.E. Efremov Institute. 2005. P. 686–690.
- 38. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Bliss D.E., Nash T.J., Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M.G., Sarkisov G.S., Wenger D.F. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. № 14. P. 145002-1–145002-4.
- 39. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук Е.А., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 779—806.
- Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Брешков С.С. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 134— 157.
- 41. Sinars D.B., Slutz S.A., Herrmann M.C., McBride R.D., Cuneo M.E., Peterson K.J., Vesey R.A., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., Schroen D., Tomlinson K., Edens A.D., Lopez M.R., Smith I.C., Shores J., Bigman V., Bennett G.R., Atherton B.W., Savage M., Stygar W.A., Leifeste G.T., Porter J.L. // Phys.Rev.Lett. 2010. V. 105. P. 185001-1—185001-4.
- 42. Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 1. С. 23—25.
- 43. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046406-1—046406-43.
- 44. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520-547.
- Peterson K.J., Awe T.J., Yu E.P., Sinars D.B., Field E.S., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Savage M., Schroen D., Tomlinson K., Nakhleh Ch. // Phys.Rev.Lett. 2014. V. 112. P. 135002-1–135002-5.
- 46. *Pereira N.R., Rostoker N., Pearlman J.S.* Z-pinch instability with distributed current // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 3. P. 704–707.

- 47. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Шевелько А.П., Барсук В.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 11. С. 978—992.
- 48. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 983—1009.
- Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 9. С. 751— 764.
- Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 157—192.
- 51. Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26—35.
- 52. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2004. № 2. С. 74—81.
- 53. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., Макгарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021—1032.
- 54. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
- 55. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Shevelko A.P. Time- and spatially resolved spectra of x-ray radiation of Z-pinch of tungsten multiwire arrays // Journal of Physics: Conference Series 2019. V. 1238. P. 012053.
- Олейник Г.М. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 3. С. 49–51.
- 57. Sasorov P. Dynamics of plasma jets in multiwire arrays // 6th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81–84.
- 58. Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 11. С. 978—988.
- Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Александров В.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 10. С. 866—889.

- 60. *Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Сасоров П.В.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1059—1093.
- 61. Абрамов О.Н., Александров В.В., Волков Г.С., Волобуев И.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Жигалов Д.В., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнова Е.А., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 10. С. 879—889.
- 62. Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Mitrofanov K.N., Olkhovskaya O.G., Sasorov P.V., Frolov I.N. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. № 3. P. 035009-1–035009-16.
- 63. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грииук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 2. С. 161—173.
- 64. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Ampleford D.J., Bott S.C., Gomez J.A., Haines M.G., Hall G.N., Hammer D.A., Mitchell I.H., Palmer J.B.A. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 135001-1—135001-4.
- Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1006—1013.
- 66. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Барсук В.А., Медовщиков С.Ф., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 4. С. 345—369.
- Sanford T.W.L., Jennings C.A., Rochau G.A., Rosenthal S.E., Sarkisov G.S., Sasorov P.V., Stygar W.A., Bennett L.F., Bliss D.E., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Haines M.G., Leeper R.J., Mock R.C., Nash T.J., Peterson D.L. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 065003-1-065003-4.
- 68. Александров В.В., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 615–629.
- 69. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 5. С. 413—433.
- 70. *Леонтович М.А., Осовец С.М.* // Атомная энергия. 1956. Вып. 3. С. 81–83.
- Mazarakis M.G., Cuneo M.E., Stygar W.A., Harjes H.C., Sinars D.B., Jones B.M., Deeney C., Waisman E.M., Nash T.J., Struve K.W., McDaniel D.H. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 016412-1-016412-15.
- 72. *Кингсеп А.С.* Введение в нелинейную физику плазмы. М.: Изд-во МФТИ. 1996. С. 207.
- 73. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 3. С. 245—255.

- Lovberg R.H., Raily R.A. and Shlachter J.S. // Proc. of 3rd Int. Conf. 1993. London, United Kingdom. AIP Conf. Proc. 1994. New York. USA. Eds.: Haines M., Knight A. V. 299. P. 59.
- 75. Rudakov L.I., Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr. and Deeney C. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 15. P. 3326–3329.
- 76. Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr., Rudakov L.I., Deeney C. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 8. P. 3265—3277.
- 77. Stygar W.A., Ives H.C., Fehl D.L., Cuneo M.E., Mazarakis M.G., Bailey J.E., Bennett G.R., Bliss D.E., Chandler G.A., Leeper R.J., Matzen M.K., McDaniel D.H., McGurn J.S., McKenney J.L., Mix L.P., Muron D.J., Porter J.L., Ramirez J.J., Ruggles L.E., Seamen J.F., Simpson W.W., Speas C.S., Spielman R.B., Struve K.W., Torres J.A., Vesey R.A. // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 046403-1—046403-20.
- 78. Wenkang Zou, Fan Guo, Lin Chen, Shengyi Song, Meng Wang, Weiping Xie, and Jianjun Deng // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. V. 17. P. 110401-1-110401-11.

_____ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ____ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9

О РАСКАЧКЕ ИОННО-ЗВУКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

© 2021 г. М. А. Ракитина^{а, *}, А. В. Брантов^а

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *e-mail:rakitinama@lebedev.ru
Поступила в редакцию 05.04.2021 г.
После доработки 17.05.2021 г.
Принята к публикации 23.05.2021 г.

Изучены вопросы возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в горячей плазме с параметрами, отвечающими плазме лазерного термоядерного синтеза. Рассмотрен случай плазмы с двумя сортами ионов, в которой возможно существование двух веток ионно-звуковых колебаний: быстрого и медленного звука. Показано, что инкремент раскачки ионно-звуковой неустойчивости даже в случае возбуждения быстрой звуковой волны не может быть количественно описан моделью среднего иона. Продемонстрирована принципиальная возможность раскачки ионно-звуковой неустойчивости за счет возбуждения медленной ветки звуковых колебаний. Найдены характерные значения пороговых градиентов электронной температуры, приводящие к раскачке неустойчивости.

Ключевые слова: ионно-звуковая неустойчивость, звуковые волны в плазме с двумя сортами ионов, порог неустойчивости обратного тока

DOI: 10.31857/S0367292121100085

1. ВВЕДЕНИЕ

Адекватное описание лазерно-плазменного взаимодействия, влияющее в первую очередь на эффективность поглощения лазерного излучения, является одной из проблем моделирования задач лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Это комплексная проблема, представляющая собой целый ряд задач, связанных с описанием различных механизмов поглощения лазерного импульса, возникновением неустойчивостей, самовозбуждением полей, процессами переноса и генерацией быстрых частиц, которые становятся наиболее актуальными для схемы прямого сжатия мишени [1], рассматриваемой в качестве основной схемы на строящейся Российской мегаджоульной лазерной установке [2]. Данная работа не затрагивает весь спектр вышеперечисленных задач и ограничена лишь вопросами изучения ионно-звуковой неустойчивости (ИЗН) в горячей плазме, которая связана с возникновением прямого и обратного потока частиц (электронов) в плазме с градиентом температуры [3]. В работе рассматривается классическая горячая плазма, без учета эффектов, связанных с описанием неидеальной, вырожденной плазмы или плазмы в сильных магнитных полях.

При неоднородном нагреве плазмы выравнивание температуры достигается за счет электрон-

ного теплового потока, основной вклад в который вносят горячие электроны с характерными энергиями, превосходящими температуру горячей плазмы. Для удовлетворения условия квазинейтральности, возникающий поток горячих электронов, направленный из горячей области в холодную, компенсируется обратным током холодных электронов, движущихся в область высоких температур. Вследствие взаимодействия двух противоположных токов от горячих и холодных электронов возникает ионно-звуковая неустойчивость обратного тока [3]. Особенностью этой токовой неустойчивости является взаимодействие двух потоков заряженных частиц через возбуждаемые ионно-звуковые волны. Возникновение неустойчивости приводит к ионно-звуковой турбулентности, которая может являться причиной дополнительного аномального поглощения падающего лазерного импульса, приводя к изменению профиля температуры короны плазмы [4]. Поскольку неустойчивость имеет пороговый характер, определение точных условий ее возникновения является необходимым, например, для включения аномального поглощения в моделирование процессов ЛТС [4].

Часто, для моделирования реальной экспериментальной ситуации возникает необходимость рассмотрения плазмы сложного состава ионов,

например, плазмы с двумя сортами ионов. Так, вещество аблятора (испаряемой оболочки) в плазме ЛТС, как правило, не состоит из ионов одного сорта. Обычно в качестве аблятора используют пластик, состоящий из атомов углерода и водорода. Описание звуковых колебаний в плазме с двумя сортами ионов осложняется существованием двух веток колебаний, называемых медленным и быстрым звуком [5-11], что было доказано экспериментально [12]. Стоит отметить, что вычисление точных спектров звуковых колебаний в плазме с несколькими сортами ионов, необходимое для описания рассматриваемой неустойчивости, представляется сложной задачей даже в условиях пренебрежения кулоновскими столкновениями между заряженными частицами. Именно количественному описанию условий возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в многокомпонентной плазме и посвящена данная работа.

2. ИОННО-ЗВУКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ С ДВУМЯ СОРТАМИ ИОНОВ

Ионно-звуковая неустойчивость (ИЗН) возникает в плазме с градиентом температуры электронов при его увеличении до некоторого порогового значения [3]. Для определения инкремента нарастания неустойчивости и порога ее возникновения необходимо определить коэффициент затухания (нарастания) звуковых волн в плазме с неоднородной температурой электронов. Для вычисления этого коэффициента воспользуемся подходом малых возмущений, считая, что функция распределения электронов по скоростям мало отличается от равновесной максвелловской функции.

Функцию распределения электронов представим в виде суммы максвелловской функции распределения, F_0 с температурой $T_e(x)$ и первой поправки к анизотропной части $f_1(x,v)\cos\alpha_1$, где α_1 — угол между направлением скорости электронов ${\bf v}$ и направлением градиента температуры (осью x). Тогда, инкремент электронной ИЗН, γ_e , задается следующей формулой [13, 14]:

$$\gamma_e = \gamma_0 (-1 + p_T), \tag{1}$$

где

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega^4}{k^3 v_{Te}^3} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{L1}^2 + \omega_{L2}^2},$$

$$p_T = \frac{k v_{Te}^3}{\omega} \cos \theta \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}{n_e} \int_0^{\infty} f_1(v) dv.$$

Здесь, $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$ — тепловая скорость электронов, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m_e}$ — электронная плазменная

(ленгмюровская) частота, n_e — плотность электронов с массой m_e , $\omega_{L(1,2)} = \sqrt{4\pi Z_{(1,2)} e^2 n_{(1,2)}/M_{(1,2)}}$ — плазменные частоты ионов 1-го и 2-го сорта с массой $M_{1,2}$, плотностью $n_{1,2}$ и зарядом $Z_{1,2}$. В выражении (1) первое слагаемое отвечает бесстолкновительному электронному затуханию ионнозвуковой волны с частотой ω, а второе слагаемое, p_{T} , связано с раскачкой неустойчивости вследствие наличия градиента температуры, θ — угол между направлением волнового вектора k и направлением градиента температуры. Бесстолкновительное приближение ($k\lambda_{ei} \gg 1$) для описания звуковых колебаний является оправданным, так как для плотной горячей плазмы короны выполняется условие $\lambda_{ei}/\lambda_{De} \gg 1$ (где учтено, что $k\sim 1/\lambda_{De}$, $\lambda_{De}=v_{Te}/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус электронов). Для вычисления добавки p_T (определения f_1) воспользуемся проекцией приближенного кинетического уравнения на ось x, выбранную вдоль направления неоднородности температуры:

$$v_x \frac{\partial F_0}{\partial x} - \frac{eE_x}{m_e} \frac{\partial F_0}{\partial v_x} = -(v_{ei1} + v_{ei2})f_1 = -v_{eff}f_1, \qquad (2)$$

где эффективная частота электрон-ионных столкновений, V_{eff} , представляющая собой сумму частот столкновений электронов с ионами первого сорта, V_{ei1} , и ионами второго сорта V_{ei2} , записана с использованием эффективного заряда для рассматриваемого случая двух сортов ионов:

$$v_{eff}(v) = \frac{4\pi Z_{eff} n_e e^2 \ln \Lambda}{m_e^2 v^3}, \quad Z_{eff} = \frac{Z_1^2 n_1 + Z_2^2 n_2}{Z_1 n_1 + Z_2 n_2}, \quad (3)$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, определяемый температурой и плотностью горячих электронов, $\ln \Lambda = 24 - \ln(n_e^{1/2}/T_e)$ [15]. Напомним, что величина электрического поля E_x в уравнении (2) вычисляется из условия квазинейтральности плазмы, т.е. равенства нулю полного тока. Введенная эффективная частота (3) фактически сводит вычисления к хорошо изученному случаю одного сорта ионов, для которого значение коэффициента, отвечающего за раскачку неустойчивости имеет вид (см, например, [16]):

$$p_{T0} = \frac{3}{2} \frac{k \lambda_{ei}}{\omega} \cos(\theta) v_{Te} \frac{1}{T_e} \frac{dT_e}{dx}, \quad \lambda_{ei} = \sqrt{\frac{9\pi}{2}} \frac{v_{Te}}{v_{eff}(v_{Te})}. (4)$$

Данное выражение написано в приближении $Z_{eff} \gg 1$, когда вклад электрон-электронных столкновений мал по сравнению с электрон-ионными столкновениями, что использовалось в вычислении f_1 . Обобщение полученного выражения на случай плазмы с произвольным зарядом ионов получается введением эмпирической функции,

учитывающей влияние электрон-электронных столкновений, $\xi = (Z_{eff} + 0.5)/(Z_{eff} + 2.12)$ [16], т.е. $p_T = \xi p_{T0}$. Порог возникновения неустойчивости определяется соотношением $\gamma_e > 0$ или эквивалентным соотношением $p_T > 1$.

Учет затухания звуковых колебаний на ионах (с коэффициентом затухания γ_i) приводит к полному инкременту неустойчивости $\gamma = \gamma_e - \gamma_i$ и условию для порога возникновения неустойчивости $\gamma_e > \gamma_i$. Таким образом, величина инкремента раскачки ИЗН зависит от дисперсионных свойств звуковых волн (частоты и коэффициента затухания) в плазме с двумя сортами ионов, исследование которых представлено в следующем разделе.

2.1. Дисперсионное выражение для плазмы с двумя сортами ионов

В данном разделе для плазмы, содержащей горячие электроны и два сорта ионов, рассмотрены частота колебаний и коэффициент затухания ионно-звуковых волн. Хорошо известно, что в данной плазме могут существовать две ветки ионно-звуковых колебаний в зависимости от соотношения масс (и температур) составляющих ее ионов — быстрый и медленный звук [7, 8]. В работе исследованы оба случая: рассчитана частота колебаний для плазмы с двумя сортами тяжелых ионов (быстрая ионно-звуковая волна) и для плазмы с одним сортом относительно тяжелых (или холодных) ионов и вторым сортом легких (или горячих) ионов (медленная ионно-звуковая волна).

Дисперсионное уравнение с диэлектрической проницаемостью, є, для бесстолкновительной плазмы с двумя сортами ионов имеет вид

$$\varepsilon = 1 + \frac{1}{k^2 \lambda_{De}^2} + \frac{\omega_{L1}^2}{k^2 v_{T1}^2} W \left(\frac{\omega}{k v_{T1}} \right) + \frac{\omega_{L2}^2}{k^2 v_{T2}^2} W \left(\frac{\omega}{k v_{T2}} \right) = 0,$$
(5)

где

$$W(x) = 1 - J_{+}(x) = 1 - xe^{-x^{2}/2} \int_{i\infty}^{x} d\tau e^{\tau^{2}/2}$$

[15, 17], $v_{T(1,2)} = \sqrt{T_{(1,2)}/M_{(1,2)}}$ — тепловая скорость ионов 1-го и 2-го сортов с температурами $T_{1,2}$ и использовано стандартное приближение для электронов, отвечающее пределу $\omega \ll kv_{Te}$. Частота звуковой волны зависит от соотношения двух параметров $\mu = n_2 Z_2^2 T_1/n_1 Z_1^2 T_2$ и $a = T_1 M_2/T_2 M_1$. Обычно если $T_1 \sim T_2$, $n_1 \sim n_2$, то оба параметра малы, $a, \mu < 1$. Численные решения уравнения (5), отвечающие наименьшей по абсолютной величине мнимой части ω , определяют закон дис-

персии, $\text{Re}[\omega] = \omega_{f,s}(k)$ и декремент затухания, $\gamma_{f,s} = -\text{Im}[\omega]$, быстрой и медленной звуковых волн [8, 9].

Аналитическое выражение для частоты быстрой волны, отвечающее пределу холодных тяжелых ионов обоих сортов, $\omega_f \gg k v_{T_{1,2}}$, можно записать в виде [7]

$$\frac{\omega_f}{k v_{T_i}} = \tilde{\omega}_f = \sqrt{r_i \left(1 + \frac{\mu}{a}\right) + \frac{3(a^2 + \mu)}{a(a + \mu)}},
r_i = \frac{Z_1^2 n_i T_e}{n_e T_i (1 + k^2 \lambda_{De}^2)}.$$
(6)

В этом пределе бесстолкновительное затухание Ландау имеет вид

$$\frac{\gamma_i^f}{kv_T} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{a\tilde{\omega}_f^4}{\mu + a} \left(\exp\left[-\frac{\tilde{\omega}_f^2}{2} \right] + \mu\sqrt{a} \exp\left[-\frac{a\tilde{\omega}_f^2}{2} \right] \right). \tag{7}$$

Данное приближение реализуется для $r_1 \gg 1/a$.

Для другого предельного случая, когда массы (температуры) ионов сильно отличаются друг от друга, $kv_{T_1} \ll \omega_s \ll kv_{T_2}$, возможно возбуждение медленной волны, для которых легкие ионы играют роль схожую с электронами [7]:

$$\frac{\omega_s}{kv_{T_1}} = \tilde{\omega}_s = \sqrt{\frac{r_1}{1 + r_1 \mu} + 3},$$

$$\frac{\gamma_i^s}{kv_{T_1}} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tilde{\omega}_s^4 \left(\mu \sqrt{a} + \exp\left[-\frac{\tilde{\omega}_s^2}{2} \right] \right).$$
(8)

Фактически, приведенные выше приближенные выражения (6)—(8) могут использоваться для описания звуковых волн в плазме с двумя сортами ионов только для очень узкого диапазона параметров плазмы, как правило, трудно реализуемого на практике. Это демонстрируется ниже для нескольких конкретных примеров путем сравнения приближенных выражений (6)—(8) с результатами точного расчета (численного решения уравнения (5)).

В качестве нескольких первых примеров рассмотрим плазму, образованную в результате ионизации пластиковых СН- и СН₂-мишеней. Во всех случаях предполагалась одинаковая температура двух сортов ионов, $T_1 = T_2 = T_i$, что приводило к значению a = 1/12. Рассматривалась как полностью ионизованная плазма $Z_1 = 6$, так и плазма с ионизацией ионов углерода до $Z_1 = 4$. Для СН-плазмы с одинаковой концентрацией ионов водорода и углерода введенные выше управляющие параметры имеют следующие значения: $\mu = 1/36$ ($Z_1 = 6$) и $\mu = 1/16$ ($Z_1 = 4$), а для СН₂-плазмы: $\mu = 1/18$ ($Z_1 = 6$) и $\mu = 1/12$ ($Z_1 = 4$). На рис. 1 приведены зависимости частоты и ко-

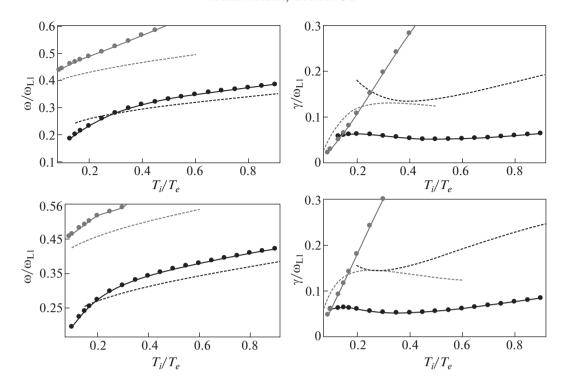


Рис. 1. Зависимость частоты (а, в) и коэффициента затухания (б, г) быстрой (серые кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для CH_2 -плазмы с $Z_1 = 6$ (а, б) и CH-плазмы с $Z_1 = 4$ (в, г) для $k\lambda_{De} = 0.3$. Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)—(8).

эффициента затухания обоих веток звука в сравнении с приближенными формулами. Видно, что отличие CH_2 -плазмы с $Z_1 = 6$ и CH-плазмы с $Z_1 = 4$ не очень велико, что связано с близкими значениями параметра µ. В то же время, двукратное уменьшение μ (для СН-плазмы с $Z_1 = 6$) приводит к некоторому изменению поведения звуковых волн, хорошо видному на рис. 2, где изображены отношения коэффициента затухания к частоте в зависимости от разницы электронной и ионной температуры как для быстрого, так и для медленного звука. В частности, несколько уменьшается и становится более ярко выраженной область слабозатухающих колебаний, ω >> γ, которая для медленного звука отвечает $T_i > 0.25T_e$. Для быстрого звука, как и можно было ожидать, слабозатухающие колебания возникают только в сильно неизотермической плазме. Полученное точное решение дисперсионного соотношения дает границу возможного рассмотрения слабозатухающих колебаний для быстрого звука $T_i \lesssim 0.2T_e$. Отметим, что полученные численные результаты для СН-плазмы (приведенные на рис. 2б) совпадают с расчетами, приведенными в статьях [8, 11].

В качестве еще одного примера рассмотрим модель ХеН-плазмы, в которой концентрация ксено-

на составляет 5%. Для такой плазмы ($Z_1 = 40$, $Z_2 = 1$, $n_H = 19n_Xe$) управляющие параметры имеют следующие значения: a = 1/131, $\mu = 19/1600$. В данной плазме возможно возбуждение обеих веток колебаний (как медленного, так и быстрого звука) практически для любых рассмотренных значений отношений температур электронов и ионов, за исключением изотермической плазмы, где быстрая ветка звуковых колебаний быстро затухает (см. рис. 3).

Во всех рассмотренных случаях наблюдается довольно сильное расхождение между результатами точного расчета и приближенными выражениями (6)—(8) как для медленной, так и быстрой звуковой волн. Особенно сильно отличие проявляется в вычислении коэффициента затухания звуковых колебаний. Поэтому использование приближенных формул для конкретных примеров может приводить к некорректным результатам.

2.2. Порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов

Рассмотрим возникновение ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов. Сразу стоит отметить, что по сравнению со случаем плазмы с одним сортом ионов, из-за измене-

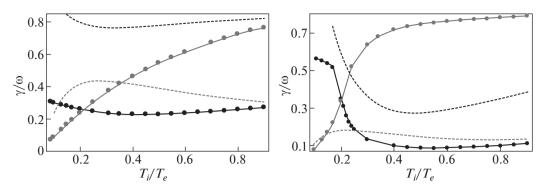


Рис. 2. Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте (γ/ω) для быстрой (серые кривые) и медленной (черные кривые) звуковых волн от отношения температуры ионов к температуре электронов для CH_2 -плазмы с $Z_1=4$ (а) и CH-плазмы с $Z_1=6$ (б) для $k\lambda_{De}=0.3$. Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)—(8) для $k\lambda_{De}=0.3$.

ния частоты и затухания ионно-звуковых колебаний меняется порог возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

Возникновение неустойчивости связано с изменением знака $\gamma = \gamma_s - \gamma_i$ с ростом параметра $\delta = 3/2\cos\theta\xi\lambda_{ei}d\ln T_e/dx$, которое достигается при определенном значении волнового числа $k\lambda_{De}$. Формально, пороговые значения $k\lambda_{De}$ и δ , приводящие к возникновению неустойчивости вычисляются как решение системы уравнений

$$\gamma(k, \delta) = 0, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial k} = 0.$$

В дальнейшем в качестве критерия возникновения неустойчивости использовалось условие $\gamma > 0.01\omega_{L1}$, которое отвечает характерному времени нарастания неустойчивости в области

0.8 0.7 0.6 0.5 0.4 0.3 0.2 0.1 0.2 0.4 T//T_e 0.6 0.8 1.0

Рис. 3. Зависимость отношения коэффициента затухания к частоте (γ/ω) от отношения температуры ионов к температуре электронов для ХеН-плазмы для $k\lambda_{De}=0.2$. Серым цветом выделена ветка быстрого звука, а черным — медленного. Штриховые кривые отвечают приближенным формулам (6)—(8).

критической плотности меньше 3-4 нс (для CH-плазмы). Также из рассмотрения исключалась область малых волновых чисел $k\lambda_{De} < 0.1$, для которой рассматриваемое бесстолкновительное приближение может быть неоправданным [7]. Расчеты проводились для отношения температур, удовлетворяющих условию существования ионно-звуковых волн, $\omega \gg \gamma$. Например, для CH-плазмы это условие выполняется при $T_i > 0.23T_e$ в области медленного звука и при $T_i < 0.23T_e$ в области быстрого звука. Результаты расчетов для CH- и CH₂-плазмы приведены на рис. 4.

Проведенные расчеты показывают, что раскачка неустойчивости возникает в плазме с резкими градиентами температуры (сравнимыми с

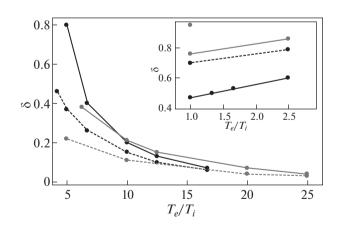


Рис. 4. Зависимость порогового значения δ , приводящего к возникновению ИЗН, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для СН- (черные кривые) и СН₂-плазмы (серые кривые) для Z=6 (сплошные кривые) и Z=4 (штриховые кривые).

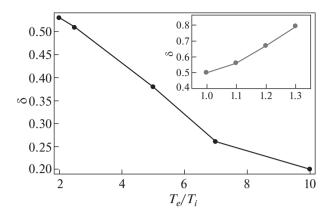


Рис. 5. Зависимость порогового значения δ , приводящего к возникновению ИЗН, от отношения температуры электронов к температуре ионов при раскачке неустойчивости на быстром и медленном (показано на вставке) звуке для ХеН-плазмы.

длиной свободного пробега электронов). Для изотермической СН-плазмы вблизи критической плотности электронов (для второй гармоники лазерного света) с температурой порядка 3 кэВ неустойчивость обратного тока может возникать, если характерный масштаб неоднородности температуры оказывается порядка 20 мкм. Строго говоря, в этом случае параметр δ не определяется локальным градиентом температуры в данной точке, а является более сложной функцией профиля температуры [16]. Однако приведенная выше оценка остается верной по порядку величины.

Добавление малой примеси ионов ксенона к водородной плазме также приводит к возбуждению ионно-звуковой неустойчивости обратного тока как за счет быстрого звука, так и медленного звука (см. рис. 5). Однако в последнем случае неустойчивость может возникать только в изотермической плазме (с практически равными температурами электронов и ионов) с достаточно значительными градиентами температуры.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе демонстрируется возможность возбуждения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов на примере СН (СН₂) и ХеН-плазмы. Сразу стоит отметить, что для ее возникновения требуются значительные градиенты температуры, примерно на порядок более резкие, чем в чисто углеродной плазме [4]. При этом с ростом отношения температуры электронов к температуре ионов необходимая величина градиента температуры уменьшается и отличие от случая чисто углеродной плазмы становится менее существенным.

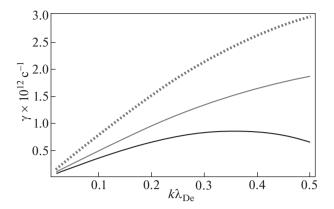


Рис. 6. Инкремент ионно-звуковой неустойчивости γ для $T_e/T_i=10$ и $\delta=0.2$ для $\mathrm{CH_2}$ -плазмы с Z=4 (черная кривая). Серым цветом показаны предсказания модели с эффективным зарядом иона $Z_{\mathit{eff}}=3$, а пунктирная кривая отвечает модели среднего иона с $Z_{\mathit{cp}}=2$.

В гидродинамических расчетах для описания плазмы с несколькими сортами ионов используют модель среднего иона, позволяющую свести задачу к случаю плазмы с одним сортом ионов. При этом используют среднее значение заряда, $Z_{cp} = (Z_1 n_1 + Z_2 n_2)/(n_1 + n_2)$ и среднюю эффективную массу иона $M_i = (M_1 n_1 + M_2 n_2)(n_1 + n_2)$ [7]. Такой подход позволяет учесть среднее давление плазмы, но не годится для описания кулоновских столкновений, для вычисления которых, как показано ранее, надо вводить эффективный заряд Z_{eff} . Данные приближения упрощают гидродинамическое моделирование, но не позволяют полностью корректно описать инкремент нарастания ионно-звуковой неустойчивости. Так, на рис. 6 проведены значения инкремента нарастания ионно-звуковой неустойчивости в сильно неизотермической СН₂-плазме за счет быстрой звуковой волны в сравнении с модельными вычислениями, основанными на приближении среднего иона ($Z_{cp} = 2$) и моделью ионов с эффективным зарядом ($Z_{\it eff}$ = 3). Как видно из рис. 6, упрощенные модели не позволяют количественно описать инкремент нарастания ионнозвуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов, приводя к существенным отличиям от точного решения для любых значений $k\lambda_{De}$.

В заключение отметим, что в работе изучены условия возникновения ионно-звуковой неустойчивости обратного тока в плазме с двумя сортами ионов. Продемонстрирована необходимость точного решения дисперсионного уравнения для корректного определения порогов возникновения неустойчивости и абсолютных вели-

чин возникающих инкрементов ее нарастания. Показана возможность раскачки неустойчивости в изотропной плазме (с равными температурами электронов и ионов) за счет возбуждения медленного звука. Однако, в целом, приведенные результаты предсказывают, что для раскачки ионно-звуковой неустойчивости в плазме с двумя сортами ионов требуются довольно резкие градиенты температуры (сравнимые с длиной свободного пробега горячих электронов). Уменьшение градиентов, необходимых для возбуждения неустойчивости, можно ожидать только для сильно неизотропной плазмы, когда температура электронов значительно превышает температуру ионов. В этом случае, возбуждаемая быстрая звуковая волна ведет себя подобно звуковой волне в плазме с тяжелой компонентой ионов. Поэтому для плазмы короны лазерного термоядерного синтеза, образованной за счет разлета аблятора сложного ионного состава, возбуждение ионнозвуковой неустойчивости можно ожидать только на начальной стадии нагрева, пока температуры электронов и ионов плазмы не успевают выровняться за счет электрон-ионных соударений. Проведенный анализ основан на бесстолкновительном подходе, использованном для определения частоты и затухания ионно-звуковых колебаний. Можно ожидать, что столкновения между тяжелыми и легкими сортами ионов приведут к некоторому увеличению значений градиентов температуры, необходимых для возникновения ионно-звуковой неустойчивости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Campbell E.M., Goncharov V.N., Sangster T.C., Regan S.P., Radha P.B., Betti R., Myatt J.F., Froula D.H., Rosenberg M.J., Igumenshchev I.V., Seka W., Solodov A.A., Maximov A.V., Marozas J.A., Collins T.J.B., Turnbull D., Marshall F.J., Shvydky A., Knauer J.P., McCrory R.L., Sefkow A.B., Hohenberger M., Michel P.A., Chapman T., Masse L., Goyon C., Ross S., Bates J.W., Karasik M., Oh J., Weaver J., Schmitt A.J., Obenschain K., Oben-

- schain S.P., Reyes S., Van Wonterghem B. // Matter and Radiationat Extremes. 2017. V. 2. P. 37. https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.03.001
- 2. Бельков С.А., Бондаренко С.В., Вергунова Г.А., Гаранин С.Г., Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Доскоч И.Я., Кучугов П.А., Змитренко Н.В., Розанов В.Б., Степанов Р.В., Яхин Р.А. // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. С. 784.
- 3. Forslund D.W. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 17.
- Glazyrin S.I., Brantov A.V., Rakitina M.A., Bychenkov V.Yu. // High Energy Density Physics. 2020. V. 36. P. 100824. https://doi.org/10.1016/j.hedp.2020.100824
- 5. *Рудаков Л.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 382.
- 6. Яньков В.В. // Письма в ЖТФ. 1975. T. 1. C. 11.
- 7. *Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Tikhonchuk V.T.* // Phys. Rev. E. 1995. V. 51. P. 1400.
- 8. Williams E.A., Berger R.L., Drake R.P., Rubenchik A.M., Bauer B.S., Meyerhofer D.D., Gaeris A.C., Johnston T.W.// Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 129. https://doi.org/10.1063/1.871101
- 9. Chapman T., Berger R.L., Brunner S., Williams E.A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 195004.
- 10. *Кузора И.В., Силин В.П., Урюпин С.А.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1194.
- Feng Q.S., Zheng C.Y., Liu Z.J., Xiao C.Z., Wang Q., He X.T. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 082106. https://doi.org/10.1063/1.4960292
- 12. Glenzer S.H., Back C.A., Estabrook K.G., Wallace R., Baker K., MacGowan B.J., Hammel B.A., Cid R.E., De Groot J.S. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1496.
- 13. *Брантов А.В., Быченков В.Ю.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 591.
- Bychenkov V.Yu., Silin V.P., Uryupin S.A. // Phys. Rep. 1988. V. 164. P. 119.
- Huba J.D., NRL plasma formulary. 2000. Beam Physics Branch. Plasma Physics Division. Washington. USA: Naval Research Laboratory, 2000.
- Rozmus W., Brantov A.V., Sherlock M., Bychenkov V.Y. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2018. V. 60. P. 014004. https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa868d
- 17. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. // Основы электродинамики плазмы. 1978.

_____ ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ _____ В ПЛАЗМЕ

УЛК 533.9.39

МНОГОКАНАЛЬНОСТЬ СИНТЕЗА УГЛЕРОДНЫХ НАНОСТРУКТУР В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2021 г. М. Б. Шавелкина^{a, *, П. П. Иванов^{a, **, Р. Х. Амиров^{a, ***, А. Н. Бочаров^{a, ****}}}}

^а Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: mshavelkina@gmail.com

**e-mail: peter-p-ivanov@yandex.ru

***e-mail: amirovravil@yandex.ru

****e-mail: bocharov@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 16.04.2021 г. После доработки 12.05.2021 г.

Принята к публикации 13.05.2021 г.

Представлены результаты экспериментального исследования влияния соотношения С: Н в составе прекурсора на свойства углеродных наноструктур при синтезе в плазменных струях гелия. С помощью термодинамического анализа проведено исследование промежуточных продуктов в высокотемпературной области плазменной струи.

Ключевые слова: плазмохимия, синтез, углеродные наноструктуры, плазмотрон постоянного тока, разложение углеводородов, состав плазмы, термодинамическое моделирование

DOI: 10.31857/S0367292121100097

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение газоразрядной плазмы во многих плазмохимических процессах позволяет рассматривать этот подход как один из перспективных методов синтеза углеродных наноструктур с высокой производительностью. В отличие от традиционных химических реакций в плазмохимических системах принимает участие большое число реакционно-способных частиц, что ведет к многоканальности процесса [1]. Это означает, что один и тот же суммарный процесс в зависимости от параметров плазмы (тип разряда, энерговклад, давление и т.п.) может происходить различными путями. Следовательно, изменяя параметры процесса синтеза в газоразрядной плазме, можно получить углеродные наноструктуры с разными свойствами. Как правило, исследования с использованием конкретного типа разряда проводились в узком интервале параметров. При использовании атмосферного микроволнового разряда мощностью до 1.8 кВт выход графена составил 1.8% от общего расхода углерода [2]. Авторы [3], используя плазму микроволнового разряда (600 Вт) при 11 Торр вырастили вертикальные углеродные нанотрубки. Дуговой разряд при давлении 700-1000 Торр в среде гелия с водородом применен для синтеза графена с числом слоев от двух до четырех [4]. В 1991 году углеродные нанотрубки были впервые обнаружены в саже, которая образуется в условиях дугового разряда

между графитовыми электродами при 500 Торр [5]. Графен может быть получен с помощью индукционного высокочастотного разряда [6]. Кіт J, и др. [7] использовали плазму постоянного тока для синтеза малослойного графена, разлагая этанол.

В работе [8] нами была показана возможность создания универсального подхода на основе плазмотрона постоянного тока для синтеза ряда углеродных наноструктур. При варьировании параметров пиролиза метана в струях плазмы чистого азота в интервале давлений от 100 до 710 Торр получены углеродные нанотрубки и графен. Известны работы, в которых для увеличения содержания sp² - гибридизованного атома углерода в наноструктурах в плазму азота или гелия добавляют водород [9]. Цель настоящей работы заключается в исследовании механизма образования углеродных наноструктур в плазменных условиях без дополнительного введения водорода в плазмохимическую систему. Задача экспериментального исследования состоит в установлении зависимости морфологии углеродных наноструктур от соотношения С: Н в прекурсоре углерода при синтезе в плазменных струях гелия, генерируемых плазмотроном постоянного тока. Задача численного моделирования заключается в установлении природы реагирующих компонентов в интервале температур предшествующем

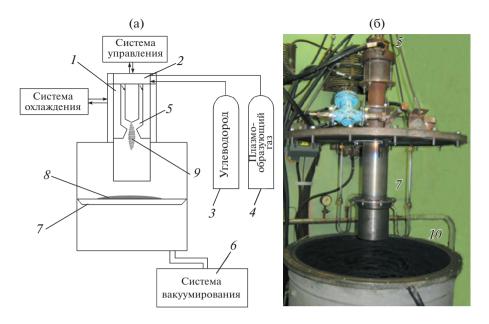


Рис. 1. Схема (а) и фотография установки (б). I — Графитовая вставка, 2 — система регулирования подачи газов, 3 — баллон с углеводородом, 4 — баллон с плазмообразующим газом, 5 — плазмотрон, 6 — водокольцевой насос, 7 — коллектор, 8 — углеродный осадок, 9 — плазменная струя, 10 — вакуумная камера.

нуклеации газофазных предшественников углеродных наноструктур.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Серия экспериментов проведена на установке для синтеза углеродных наноструктур, представленной на рис. 1. Основным элементом плазмохимического реактора является плазмотрон постоянного тока с расширяющимся каналом анода и вихревой стабилизацией плазменной струи. Выбор данного плазмотрона обусловлен его стабильными характеристиками при использовании в работах [10, 11] для упрочнения железнодорожной стали плазменной струей азота. Для применения плазмотрона в синтезе его модифицировали: в нем был увеличен разрядный промежуток до 2 мм и укорочен изолятор. В качестве плазмообразующего газа использовался гелий марки А. Расход гелия был подобран экспериментально и составил 0.5-0.75 г/с. Значение силы тока (400 A) было определено из вольтамперной характеристики, когда наблюдается монотонно возрастающий характер кривой. При этом токе мощность плазмотрона варьировалась в пределах 28— 40 кВт. Давление в плазмохимическом реакторе в пределах 100-740 Торр создавалось с помощью водокольцевого насоса.

Одновременный ввод инертного газа и прекурсора углерода [12] позволяет сформировать плазмообразующую смесь и варьировать в ней соотношение С: Н. Из доступных углеводородов использовались: ацетилен (расход 0.051—0.158. г/с) (1:1), смесь из пропана с бутаном в соотношении 30:70% (расход 0.097-0.301 г/с) (1:2.6) и метан технический (0.153-0.368 г/с) (1:4). Расходы углеводородов установлены экспериментально, когда при работе плазмотрона на смеси гелий/углеводород колебание установленных параметров (ток, напряжение дуги) не превышало 5%.

В целом, преимуществом предлагаемого метода синтеза является возможность варьирования условий синтеза в широких пределах (расходы и типы плазмообразующих газов, прекурсоров углерода, давление в плазмохимическом реакторе, мощность плазмотрона), что отличает данный подход от методов, основанных на микроволновом [13] или ВЧ [14] разряде, а также дугового метода [5].

Синтезированные в плазменных струях образцы представляли собой черный порошок, который исследовался без предварительной обработки (с помощью ультразвука или органических соединений) сканирующим электронным микроскопом MIRA 3 TESCAN и синхронным термическим анализатором STA 409PC Luxx с квадрупольным масс-спектрометром QMS 403 C Aeolos, NETZSCH. Использованные в работе методы характеризации образцов подробно описаны нами в работе [8].

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Опыты по разложению гелий/пропан-бутановой смеси показали, что в зависимости от давления в реакторе и скорости расхода углеводорода

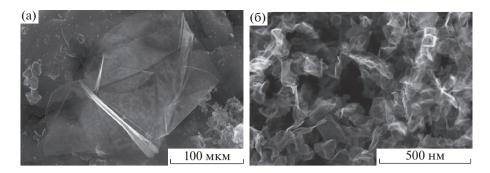


Рис. 2. Морфология совокупности графеновых листов, синтезированной при разложении C_3H_8 — C_4H_{10} в струе плазмы гелия при 350 Торр (а) и 710 Торр (б). Расход C_3H_8 — C_4H_{10} – 0.097 г/с.

морфология графена меняется от структуры в виде смятого листа до крупных свободно ориентированных хлопьев с латеральным размером 1000 нм при 350 и 710 Торр (рис. 2) или формируются углеродные нанотрубки диаметром 20-50 нм (рис. 3). При добавлении ацетилена такие трубчатые структуры не обнаружены во всем исследуемом интервале давлений 100-740 Торр, но были получены графеновые структуры с латеральным размером более 1 мкм, а при 710 Торр наблюдается образование графеновых листов, на поверхности которых формируются вспученные области (рис. 4а). Согласно проведенным исследованиям [15] это структура является гидрированным графеном, а вспученные области - графаном. При нагревании образцов гидрированного графена до 1300 К на термогравиметрической кривой наблюдаются характерные максимумы, обусловленные выделением Н₂ (рис. 4б). При введении метана, у которого С: H = 1:4, образование углеродных нанотрубок также не наблюдалось, но при 350-500 Торр были синтезированы графеновые нано-

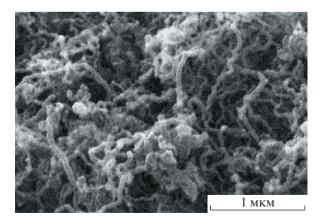


Рис. 3. Морфология совокупности углеродных нанотрубок, синтезированных при разложении $C_3H_8-C_4H_{10}$ в струе плазмы гелия при 710 Торр. Расход $C_3H_8-C_4H_{10}-0.301$ г/с.

стенки, представляющие собой ряды вертикальных листов (рис. 5). При расходе метана 0.153 г/с и давлении 350 Торр синтезировались графеновые листы с латеральным размером менее 200 нм. Термический анализ этих продуктов синтеза показал, что максимальные потери массы происходят в узком интервале температур 450-650°C, как и у авторов [4], которые исследовали отожжённые образцы графена. Таким образом, увеличение концентрации водорода от 1 до 4 в составе плазмообразующей смеси гелий/углеводород позволяет синтезировать разнообразные углеродные наноструктуры. При отношении 1:4 в прекурсоре углерода у синтезированных графеновых структур наблюдается наибольшая кристалличность.

Теоретический анализ влияния водорода на высокотемпературные процессы в гелиевой плазме при введении разных типов углеводородов проводился с помощью квазиодномерной изобарической модели плазменной струи. Подробно методика расчета описана в работе [16]. Численное моделирование состава газофазных компонентов в плазменной струе проведено в предположении локального термодинамического равновесия, используемого в исследовании плазмохимических процессов [17] и являющимся стандартным подходом для электрической дуги при токах 300-500 А и атмосферном давлении [18, 19]. Авторы [20] исследовали синтез графена при разложении паров этанола в потоке аргона СВЧразряда атмосферного давления, рассматривая процесс нуклеации углерода как тонкое взаимодействие между термодинамическими и кинетическими факторам. Термодинамические расчеты авторы провели в предположении локального теплового равновесия, исходя из того, что в системе отсутствуют молекулы и радикалы в возбужденном состоянии и устанавливается равенство температуры газа, электронной и колебательной температур. В работе [21] нами оценивалась химическая кинетика процесса разложения пропан-бутановой смеси в струе плазмы

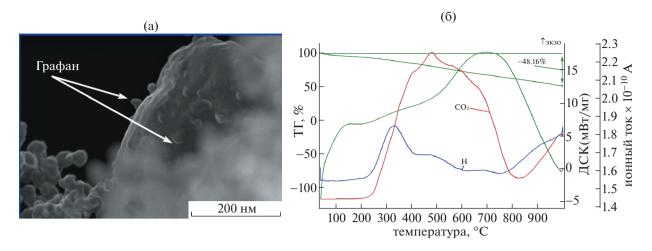


Рис. 4. Морфология гидрированного графена, синтезированного при разложении C_2H_2 в струе плазмы гелия при 350 Торр (a), его термический анализ (б).

гелия, истекающей из плазмотрона. Было показано, что вне плазмотрона состав может быть неравновесным или на некоторое время в нем устанавливается частичное химическое равновесие для некоторых компонентов в выбранном диапазоне температур. Учитывая эти расчеты и условия для проведения эксперимента (электродуговой плазмотрон, высокие токи, давление вблизи атмосферного), мы предполагаем в системе локальное термодинамического равновесие.

Исходными данными для расчетов являются следующие: давление в реакторе 500 Торр, соотношение расходов He / yглеводород составляет 7.5 / 1. Начальная температура плазмы — 8000 К. На рисунке 6 показан состав компонентов газовой фазы в плазменной струе гелия при разложении ацетилена (C: H=1:1) (а), пропан-бутановой смеси (C: H=1:2.7) (б) и метана (C: H=1:4)

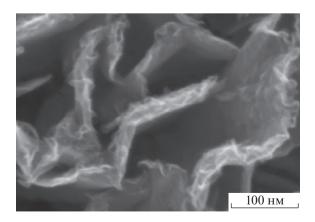


Рис. 5. Морфология совокупности графеновых наностенок синтезированных при разложении CH_4 в струе плазмы гелия при 350 Торр.

(в) в температурном диапазоне от 2500 К до 4500 К, где происходит нуклеация углерода [16]. При разложении прекурсоров формируется следующий ряд частиц: $C, C_2, C_3, H, H_2, C_2H_2, C_2H$, C_3H , C_4H_2 , C_5 , Cgr (графит). Такой же ряд образуется при разложении легких углеводородов при синтезе углеродных наноструктур в плазменных условиях [23-25]. Из рисунка ба-в видно, что отличаются составы концентрациями основных "строительных блоков": С, С2 и СН (суммарный радикал) [20, 26]. Наибольшее содержание С2 наблюдается в составе, образовавшемся при разложении ацетилена, наименьшее при использовании – метана. С концентрацией водорода, наблюдается обратная картина. Молекулярный водород в больших количествах образуется при разложении метана. В работе [20] отмечается роль димера С2 в формировании графена как основного источника sp^2 углерода. А дополнительным его источником является С2Н. Наибольшая концентрация компоненты С2Н в наших условиях приходится на состав, отвечающий разложению метана, когда наблюдается наибольшая скорость расхода С. Таким образом, концентрации С₂ и С являются определяющими в процессе синтеза, но их соотношение зависит от концентрации Н. В выводах [20] утверждается, что существует корреляция между изменениями плотности C_2 и $\overset{\circ}{C}$ и sp^2/sp^3 . Образование sp^3 углерода связано с присутствием водорода. Чем больше Н, тем больше sp^{3} углерода и тем меньше С. Можно предположить, что это условия для формирования гидрированного графена или сажи. Состав с большой концентрацией С2 по отношению к С и высоким молекулярным Н приводит к формированию sp² углерода, графеноподобной структуры. В [22] авторы определили, что температура 3500 К являет-

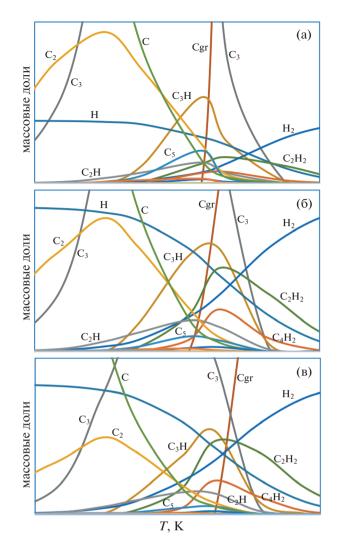


Рис. 6. Эволюция состава по мере охлаждения плазменной струи гелия с добавкой C_2H_2 (a), $C_3H_8-C_4H_{10}$ (б), CH_4 (в).

ся критической. Состав углеродных кластеров при ней предопределяет дальнейшие превращения. В целом, в плазменных струях постоянного тока в области температур 2500-4500 К можно выделить два процесса, связанных с превращением атомарного водорода в молекулярный (от 2500 до 3200 К) и превращением углеродного пара в твердый углерод (Сgr) (от 3200 до 2500 К). Протекание этих процессов зависит от темпа охлаждения плазменного потока (рис. 7 и 8). Из рис. 7 и 8 видно, что характер охлаждения плазмы в осевом и радиальном направлениях существенно отличается. Вдоль оси он приближен к экспоненте, а по радиусу наблюдается прямая зависимость. При разложении ацетилена и пропан-бутановой смеси на профиле кривых изменения температуры по оси потока наблюдается экстремум в области 3200 К (рис. 7). А по радиусу потока близки про-

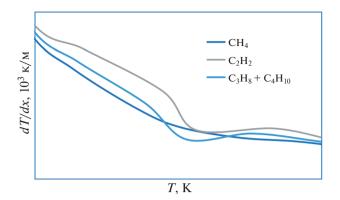


Рис. 7. Изменение температуры в осевом направлении плазменной струи гелия при введении в нее CH_4 , C_2H_2 и C_3H_8 – C_4H_{10} .

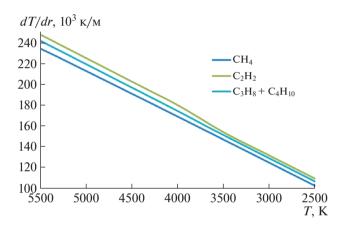


Рис. 8. Изменение температуры в радиальном направлении плазменной струи гелия при введении в нее CH_4 , C_2H_2 и C_3H_8 – C_4H_{10} .

фили для метана и пропан-бутановой смеси. В результате, при соотношении С: Н равном 1:1 процесс протекает при более высоких температурах, с увеличением водорода до 1:2.6 процессы протекают в несколько низких диапазонах температур и при соотношении 1:4 компоненты претерпевают превращения при наиболее низких температурах. Таким образом, продолжительность пребывания газообразного предшественника (Cgr) в области высоких температур зависит от концентрации Н. В работе [26] на основе оптической диагностики плазменных потоков, образованных при разложении СН₄ в Н₂, было показано, что основной вклад в рост графена вносит соотношение С/Н. При отклонении от оптимального значения появляются конкурирующие эффекты, но какой именно эффект оказывает атомарный Н не выявлено.

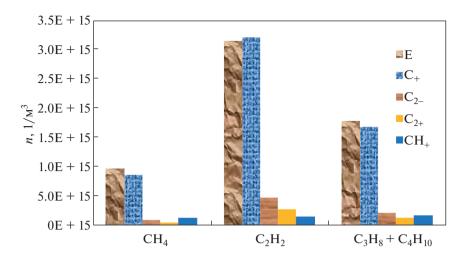


Рис. 9. Плотность заряженных частиц в области конденсации твердого углерода.

На рис. 9 представлена гистограмма с обобщенным результатом по составу заряженных частиц в начале конденсации. Оказалось, что достаточно одного атома водорода в молекуле прекурсора, чтобы снизить концентрацию СН+. При этом нет зависимости между соотношением С/СН и соотношением С : Н в прекурсоре. Для ацетилена соотношением С/СН составляет 23, для пропан-бутана — 21, для метана — 75.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показана возможность синтеза графена, углеродных нанотрубок, графеновых наностенок и гидрированного графена в плазменных струях гелия, генерируемых плазмотроном постоянного тока, за счет применения разных типов прекурсоров углерода, без дополнительного введения в реактор Н2. Установлено, что соотношение С: Н в прекурсоре углерода влияет на структурно-морфологические свойства синтезируемых материалов. Чем больше водорода в составе прекурсора тем выше степень чистоты наноструктуры. Концентрация водорода в плазменном потоке влияет также на механизм образования наноструктуры. Нуклеация углерода может происходить в объеме, тогда формируется свободно оринтированный графен, или на поверхности (образуются графеновые наностенки).

Эффект влияния Н исследовался с помощью термодинамического анализа. Определены компоненты с наибольшей концентрацией в потоке. Это: C, C_2 , CH, H и H_2 . Установлено, что на темп охлаждения плазменного потока по оси и в радиальном направлении влияет на содержание в нем H, которое зависит от состава исходного углеводорода. Показано, что H влияет на соотношение концентраций C_2 и C, которое отвечает за рост

графенового слоя. Однако закономерности влияния содержания водорода в прекурсоре на соотношение компонентов в газовой фазе в высокотемпературной области плазменной струи не обнаружено.

В целом, показана многоканальность синтеза углеродных наноструктур в плазменных струях плазмотрона постоянного тока. Увеличение концентрации Н в плазменном потоке приводит к новым реакциям, в результате которых изменяется состав реагирующей системы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранд № 19-08-00081)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Лебедев Ю.А.* // Мат. 9 Школы по плазмохимии для молодых ученых России и стран СНГ. Иваново: ИГХТУ. 1999. С. 6.
- 2. *Dato A.* // J. Mater. Res. 2019. V. 34. P. 214. https://doi.org/10.1557/jmr.2018.470
- 3. Zhong G.F., Iwasaki T., Honda K., Furukawa Y., Ohdomari I., Kawarada H. // Chem. Vap. Depos. 2005. V. 11. № 3. P. 127. https://doi.org/10.1143/JJAP.44.1558
- 4. *Li N., Wang Z., Shi Z.* Physics and Applications of Graphene Experiments / Ed. By Mikhailov S. In-Tech. 2011. Chapter 2. https://doi.org/10.5772/14961.
- 5. *Iijima S.* // Nature. 1991. V. 354. P. 56. https://doi.org/10.1038/354056a0
- Zhang H., Cao T., Cheng Y. // Carbon. 2015. V. 86: P. 38.
- Kim J., Heo S.B., Gu G.H., Suh J.S. // Nanotechnology.2010. V. 21.P. 095601.
- Shavelkina M.B., Filimonova E.A., Amirov R.Kh., Isakaev E.Kh. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 294005. https://doi.org/10.1088/1361-6463/aacc3d

- Singh M., Sengupta A., Zeller K., Skoptsov G., Van der Wal R.L. // Carbon. 2019. V.143. P. 802–813. https://doi.org/10.1016/j.carbon.2018.11.082
- 10. *Исакаев Э.Х.* Дисс. докт. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2002. 84 с
- 11. Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Тюфтяев А.С., Чиннов В.Ф. // ТВТ. 2010. Т. 48. № 1. С. 105.
- 12. Патент на изобретение № 2556926, Российская Федерация,: опубл. 20.07.2015 / Р.Х. Амиров, М.Б. Шавелкина, В.И. Киселев, В.А. Катаржис, Д.И. Юсупов. 8 с
- 13. Dato A. // J. Mater. Res. 2019. V. 34. P. 214.
- 14. Власов В.И., Залогин Г.Н., Кусов А.Л. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 1.
- 15. Shavelkina M., Amirov R. // Nanosystems: Phys. Chem. Math. 2019. V. 10. № 1. P. 102.
- Shavelkina M.B., Ivanov P.P., Bocharov A.N., Amirov R.Kh. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 495202. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab4075
- 17. Пархоменко В.Д., Полак Л.С., Сорока П.И, Цыбулев П.Н, Мельников В.И., Гуськов А.Ф. Процессы и аппараты плазмохимической технологии. Киев: "Вища школа", 1979.

- 18. Исакаев Э.Х., Синкевич О.А., Мордынский В.Б., Тюфтяев А.С., Хачатурова А.Г. // Физика и химия обработки материалов. 2013. Т. 2. С. 25.
- 19. Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 5. С. 121.
- Tsyganov D., Bundaleska N., Tatarova E., Dias A., Henriques J., Rego A., Ferraria A., Abrashev M.V., Dias F.M., Luhrs C.C., Phillips J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2016. V. 25. 015013.
- 21. Shavelkina M.B., Filimonova E.A., Amirov R.Kh. // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. № 2; https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab61e3
- 22. Harris P.J.F. // Carbon. 2007. V. 43. P. 229.
- 23. Mankelevich Yu.A., Ashfold M.N.R., Orr-Ewing A.J. // Appl. Phys. 2007. V. 102. 063310.
- 24. Fincke J.R., Anderson R.P., Hyde T.A., Detering B.A. // Ind. Eng. Chem. Res. 2002. V. 41. P. 1425.
- 25. Bundaleska N., Tsyganov D., Dias A., Felizardo E., Henriques J., Dias F., Abrashev M., Kissovski J., Tatarova E. // Physical Chemistry Chemical Physics. 2018. 20. 13810.
- Sandoz-Rosado E., Page W., O'Brien D., Przepioski J., Mo D., Wan B., Ngo-Duc T.-T., Gacusan J., Winter M.W., Meyyappan M. // J. Mater. Res., 2014. V. 29.417

_____ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ___ ПЛАЗМА

УДК 533.9

ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ НАРАБОТКИ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В ГЕЛИИ ОТ МОДЕЛИ УГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2021 г. Е. И. Бочков a,* , Л. П. Бабич a,** , И. М. Куцык a,***

^а Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Отдел фундаментальных исследований, Саров, Нижегородская обл., Россия

*e-mail:e i bochkov@mail.ru

 ${\bf **e\text{-}mail: leonid.babich 52@gmail.com}$

***e-mail: kimsar@list.ru

Поступила в редакцию 08.03.2021 г. После доработки 27.04.2021 г. Принята к публикации 11.05.2021 г.

Известно, что в плотных газах в достаточно сильных электрических полях электроны могут непрерывно ускоряться, получая от поля больше энергии, нежели теряется в столкновениях с атомами и молекулами среды (убегающие электроны). В данной работе исследуется влияние углового рассеяния электронов в элементарных актах ионизации и возбуждения атомов на процесс ускорения электронов в сильных полях. С этой целью на основе метода Монте-Карло разработана компьютерная программа и выполнено численное моделирование кинетики электронов в гелии. В постановке, соответствующей редакциям лабораторных экспериментов с электронными "роями", программа тестирована путем сравнения вычисленных кинетических характеристик ансамбля электронов (коэффициент ионизации, скорость дрейфа) с данными измерений в разных типах экспериментов. Численное моделирование выполнялось для газа неподвижных атомов гелия с концентрацией N, равной числу Лошмидта $N_L = 2.69 \times 10^{19} \, \mathrm{cm}^{-3}$, в полях с напряженностью E от 50 кВ см $^{-1}$ до 300 кВ cm^{-1} . Вычислена частота V_{be} генерации электронов с энергиями в диапазоне от 0.25 до 10 кэB, которая рекомендуется для использования в источнике электронов высоких энергий в задачах по численному моделированию газовых разрядов, развивающихся в сильных электрических полях с участием убегающих электронов. Показано, что различные модели анизотропного рассеяния электронов в неупругих взаимодействиях с атомами могут приводить к многократной разнице в значениях частоты V_{he} .

Ключевые слова: Монте-Карло, электрон, гелий, упругие столкновения, ионизация, возбуждение, модели углового рассеяния, кинетические коэффициенты, частота генерации, высокие энергии

DOI: 10.31857/S0367292121090018

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация убегающих электронов (УЭ) высоких энергий и сопутствующего рентгеновского излучения лабораторными газовыми разрядами при атмосферном давлении, открытая в конце 1960-х годов (гелий, воздух), в дальнейшем детально исследовалась в разных средах (благородные газы, гексафторид серы SF_6 , смеси газов, включая воздух) вплоть до 1990-х годов (см. литературу, цитируемую в [1-3]). В последние десятилетия реанимировался интерес к лабораторным исследованиям генерации рентгеновского излучения искровыми и стримерными разрядами θ открытой атмосфере [4—12]. Это отчасти вызвано

тем, что зарегистрировано излучение рентгеновского и гамма диапазонов разрядов искусственных и естественных молний [13, 14]. Также с борта космических спутников, регистрирующих вспышки гамма-излучения из космоса, неожиданно были зарегистрированы вспышки гамма-излучения, источники которых находятся в земной атмосфере (terrestrial gamma-ray flashes- TGF) [15]. В дальнейшем TGF наблюдались с борта космических спутников и самолетов, в высокогорных условиях и на уровне моря (см. литературу, цитируемую, например, в обзоре [16]) В настоящее время наиболее популярной является гипотеза, согласно которой источником TGF

является разряд молнии. Чтобы глубже понять как механизм развития молнии, так и процессы генерации высокоэнергетического излучения в грозовой атмосфере, выполняются лабораторные исследования по генерации рентгеновского излучения газовым разрядом в воздухе, из которых особенно интересны эксперименты с разрядами в открытой атмосфере в газоразрядных промежутках метрового диапазона, например, [5, 6, 8, 12].

В основе теоретических моделей [17-23] генерации рентгеновского излучения лабораторными разрядами или разрядами молнии лежит идея о том, что излучение является тормозным излучением высокоэнергетических электронов. Предполагается, что электроны набирают большую энергию в процессе убегания: если при движении электрона в сильном поле электрическая сила, действующая на него, превосходит силу трения за счет потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов среды, то электрон непрерывно ускоряется (убегает от столкновений [17]). Основная трудность данного механизма состоит в том, что необходимые для убегания электронов сильные электрические поля не могут существовать длительное время, поскольку вследствие интенсивной ионизации среды внешнее поле ослабляется полем пространственных зарядов нарабатываемой плазмы. С целью преодоления данной трудности выдвинуты различные гипотезы. Так, в работах [18-20] нами был развит механизм УЭ в стримерной короне отрицательного лидера молнии, в основе которого лежит идея о распространении вторичной волны ионизации по предварительно ионизованному стримерному каналу при его контакте с горячим каналом лидера. В работах [21, 22] численным моделированием Монте-Карло (МК) исследовалась возможность того, что УЭ и рентгеновское излучение могут возникать в результате развития стримерного разряда внутри областей с априори задаваемой пониженной плотностью воздуха, оставленных, например, предшествующими стримерами. Показано, что электроны могут набирать энергию вплоть до $\varepsilon =$ 30 кэВ, но только в случае сильных возмущений, когда большая часть молекул воздуха сосредотачивается у границы области моделирования ("For strong perturbations where the majority of air molecules is located close to the upper boundary" [21]). Авторы [23] предполагают, что убегание электронов может происходить в пространстве между положительной и отрицательной стримерными коронами, а именно в области контакта положительных и отрицательных стримеров. К сожалению, данный механизм представляется маловероятным [21, 24]; только в случае сильного понижения плотности газа в численном эксперименте [21] наблюдалось столкновение стримеров, но электроны достигали энергии всего лишь 3 кэВ. В целом в настоящее время ни один из предложенных механизмов не является достаточно обоснованным и необходимы дальнейшие исследования. Трудность заключается в том, что отсутствует численная модель, которая за разумное счетное время, позволяла бы моделировать транспорт и кинетику электронов во всем диапазоне энергий от нуля до сотен килоэлектронвольт (кэВ). Наиболее адекватной являлась бы модель, в которой транспорт электронов низких энергий (например, $\varepsilon < 1$ кэВ) описывался бы в рамках обычного диффузионно-дрейфового приближения, а электронов более высоких энергий – методом МК. Но стохастические расчеты методом МК требуют больших вычислительных ресурсов, зачастую нереальных. Поэтому в задачах по численному моделированию разрядов с участием УЭ в самосогласованном электрическом поле описание кинетики УЭ ведется в детерминистическом приближении в терминах кинетического уравнения (КУ) в многогрупповом приближении [25, 26] или так же как и электронов низких энергий в терминах диффузионно-дрейфового уравнения [27, 28], в котором используются вычисляемые заранее методом МК кинетические и транспортные коэффициенты УЭ (см., например, [3, 29, 30] и цитируемую литературу), причем требуется задавать источник УЭ, содержащий частоту генерации электронов высоких энергий, вычислению которой посвящена данная работа.

Как известно, программы, в которых используется метод МК, включают соответствующий набор зависимостей от энергии электронов сечений взаимодействия электронов в упругих столкновениях с атомами и молекулами, в процессах их возбуждения и ионизации. Практически во всех существующих МК программах [31-34] (за исключением [33]), моделирующих генерацию УЭ в сильных полях, делается необоснованное допущение, что угловое рассеяние электронов в процессах ионизации и возбуждения атомов происходит так же как в упругих столкновениях. Как правильно указано в статье [31], усугубляет ситуацию то, что для упругого рассеяния в различных работах используются разные наборы сечений, что приводит к заметным отличиям в получаемых результатах.

В данной работе на основе метода МК разработана компьютерная программа, предназначенная для моделирования транспорта электронов в гелии в диапазоне энергий от 0 до 20 кэВ. По возможности максимально точно описан процесс углового рассеяния электронов во всех типах взаимодействий. Таким образом, оказывается возможным оценить влияние различных моделей углового рассеяния на процесс убегания электронов в сильных электрических полях. Для демонстрации возможностей программы выбран гелий, поскольку для него имеется наиболее полный набор дифференциальных сечений углового рассея-

ния. Важной особенностью программы является то, что в ней по возможности используются теоретически рассчитанные сечения, как интегральные, так и дифференциальные. Вычислены зависимости от напряженности электрического поля транспортных коэффициентов электронов, в том числе, частоты генерации электронов с энергиями, достаточно высокими, чтобы эти электроны могли бы составить источник убегающих электронов.

2. СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ ГЕЛИЯ

В разработанной программе МК учитываются 10 процессов с учетом в них углового рассеяния: упругие столкновения, ионизация и возбуждение 8 состояний атомов гелия (табл. 1).

2.1. Интегральные сечения

Для зависимости интегрального сечения упругого рассеяния $\sigma_s(\epsilon)$ от энергии электрона ϵ в области $\epsilon \le 60$ эВ использованы данные, рассчитанные в работе [35], для области 60 эВ—20 кэВ зависимость рассчитана по программе ELSEPA [36]. Зависимость $\sigma_s(\epsilon)$, рассчитанная в [35], согласуется с рекомендованными значениями из книги [37], полученными усреднением экспериментальных данных в диапазоне энергий от 0 до 1 кэВ. Сечение, рассчитанное по программе ELSEPA, согласуется с экспериментальными данными, начиная с энергии электрона 60 эВ.

Полные сечения возбуждения электронных состояний вычислены по формуле [38]:

$$\sigma_{\rm ex}(\varepsilon, \varepsilon_{\rm ex}) = \pi a_0^2 \frac{\rm Ry}{\varepsilon} \Omega \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\rm ex}} \right), \tag{1}$$

полученной в нерелятивистском приближении и справедливой при энергиях электрона $\varepsilon \le 20$ кэВ. Здесь $\pi a_0^2 = 0.8797 \times 10^{-20}$ м² (a_0 — радиус Бора), Ry = 13.6057 эВ — постоянная Ридберга (Ridberg), $\varepsilon_{\rm ex}$ — пороговая энергия возбуждения. Функция Ω отношения $\varepsilon/\varepsilon_{\rm ex}$ (collision strength [38]) аппроксимирована формулами для трех групп состояний 2^1P , 3^1P ; 2^1S , 3^1S и 2^3P , 2^3S , 3^3P , 3^3S [38].

Нами выполнено сравнение сечения возбуждения, рассчитанного по формуле (1) с учетом всех 18 состояний, указанных в работе [38], с сечением из библиотеки Фелпса (Phelps) [39] и сечением, вычисленным по формулам работы [40]. В области $\varepsilon \geq 200$ эВ сечения, рассчитанные по данным работ [38] и [40], практически совпадают, причем приблизительно 2/3 вклада в суммарное сечение вносит возбуждение состояния 2^1 P. В области меньших энергий сечения по данным работ [38–40] существенно различаются (в максимумах

Таблица 1. Элементарные процессы с участием электронов в He

Тип столкновения	Реакция	Пороговая энергия, эВ	
Упругое рассеяние	$e + He \rightarrow e + He$	0	
Возбуждение электронных состояний	$e + He \rightarrow e + He^*(2^3S)$	19.82	
	$e + He \rightarrow e + He^*(2^lS)$	20.62	
	$e + He \rightarrow e + He*(2^3P)$	20.96	
	$e + He \rightarrow e + He^*(2^lP)$	21.22	
	$e + He \rightarrow e + He*(3^3S)$	22.72	
	$e + He \rightarrow e + He^*(3^lS)$	22.92	
	$e + He \rightarrow e + He*(3^3P)$	23.01	
	$e + He \rightarrow e + He^*(3^1P)$	23.09	
Ионизация	$e + He \rightarrow e + e + He^+$	24.58	

почти в два раза). Поскольку работа [38] наиболее актуальна, мы используем ее данные. Отметим также, что вклад неучтенных в нашей программе состояний из работы [38] в суммарное сечение возбуждения не превышает 10% в рассматриваемом диапазоне энергии 0—20 кэВ.

Дифференциальное сечение ионизации атома $d\sigma(\epsilon_i,\epsilon_s)/d\epsilon_s$ рассчитывалось по нерелятивистской (binary-encounter-dipole (BED)) модели Кима (*Kim*) и Рада (*Rudd*) [41]. Здесь ϵ_i и ϵ_s — энергии первичного и вторичного электрона. Мы сравнили полное сечение ионизации, получаемое интегрированием $d\sigma(\epsilon_i,\epsilon_s)/d\epsilon_s$ по ϵ_s , с данными измерений в работах [42—44]. Рассчитанное и измеренные сечения согласуются достаточно хорошо, хотя в области $\epsilon > 1$ кэВ экспериментальные значения из [43] несколько ниже рассчитанных, но они также ниже экспериментальных значений из [42, 44] в области меньших энергий.

2.2. Дифференциальные сечения углового рассеяния электронов

В области энергий ε ≤ 60 эВ использовано дифференциальное сечение из статьи [35]. При больших энергиях сечение рассчитано по программе ELSEPA [36]. На рис. 1 сравниваются значения использованных в нашей программе сечений с экспериментальными данными работ [45−47]. В целом наблюдается хорошее согласие вычисленных и измеренных значений сечений.

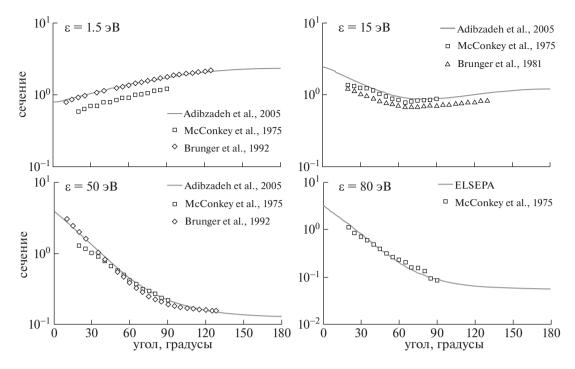


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов в единицах $\pi a_0^2/\text{ср}$.

Нами использованы данные работ [48—55] для дифференциальных сечений углового рассеяния электронов указанных энергий в процессах возбуждения следующих состояний гелия

2¹**P**: $\varepsilon = 23.5 - 35$ 9B [48]; $\varepsilon = 40$ и 50 9B [49]; $\varepsilon = 80 - 120$ 9B; $\varepsilon = 200$ 9B [51]; $\varepsilon = 300 - 500$ 3B [52];

2¹**S**: ε = 23.5–35 эВ [48]; ε = 40 и 50 эВ [49]; ε = 80–120 эВ [50]; ε = 200 и 500 эВ [51];

2³**P** и **2**³**S**: $\varepsilon = 23.5 - 27.5$ эВ [48]; $\varepsilon = 30 - 50$ эВ [49]; $\varepsilon = 80 - 120$ эВ [50]; $\varepsilon = 200$ и 500 эВ [51];

3¹**P** и **3**³**P**: $\varepsilon = 24-29.6$ эВ [53]; $\varepsilon = 28.50$ и 31.17 эВ [55]; $\varepsilon = 40-500$ эВ [51];

3¹**S** и **3**³**S**: ε = 23.22–29.6 эВ [54]; ε = 28.50 и 31.17 эВ [55]; ε = 40–500 эВ [51].

В доступней литературе отсутствуют данные по дифференциальным сечениям возбуждения гелия для энергий электрона $\varepsilon > 500$ эВ. В рамках первого Борновского приближения (ПБП), справедливого при больших энергиях, сечение возбуждения имеет следующий вид [56]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4a_0^2 k_f}{(\varepsilon_{\rm ex}/Ry)k_i} \frac{G(K^2)}{K^2},$$

$$K^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \theta,$$
(2)

где G — обобщенная сила осцилляторов (generalized oscillator strength (GOS)); k_i и k_f — начальный и конечный импульс электрона, выраженные в атомных единицах, т.е. $k = a_0 p/\hbar$, p — импульс электрона, \hbar — постоянная Планка (Plank), θ —

угол рассеяния. По формуле (2) нами вычислены дифференциальные сечения возбуждения состояний $2^{1}P$, $2^{1}S$, $3^{1}P$, $3^{1}S$ в области $\varepsilon = 0.5-20$ кэВ. Обобщенная сила осцилляторов рассчитана на основании данных табл. 2 и 3 и формул (12) и (13) работы [57].

Примеры вычисленных дифференциальных сечений возбуждения состояния 2^1P иллюстрируются на рис. 2, где для сравнения приведены сечения, полученные в работе [52].

Сечения максимальны при $\theta=0$ и очень быстро спадают с ростом θ ; это значит, что рассеяние происходит в основном в малые углы, а в этой области сечения очень хорошо согласуются между собой.

Нам не удалось найти в литературе какие-либо данные по обобщенной силе осцилляторов состояний 2^3 P, 2^3 S, 3^3 P, 3^3 S; поэтому для них мы полагаем, что рассеяние электрона происходит на фиксированный угол. Для среднего косинуса угла рассеяния мы используем следующие зависимости от энергии, выраженной в эВ: $\langle \cos \theta \rangle = 1 - 63.65 \cdot \epsilon^{-1.15}$ для 2^3 P, $\langle \cos \theta \rangle = 1 - 68.80 \cdot \epsilon^{-1.15}$ для 3^3 P, $\langle \cos \theta \rangle = 1 - 0.905 \cdot e^{-\epsilon/311.5}$ для 2^3 S, $\langle \cos \theta \rangle = 1 - 1.030 \cdot e^{-\epsilon/291.5}$ для 3^3 S. Зависимости получены путем аппроксимации в диапазоне энергий 200-500 эВ среднего косинуса угла рассеяния, рассчитанного на основе дифференциальных се-

E , к B см $^{-1}$	50	75	100	150	200	250	300
$\varepsilon_{\text{max}} = 0.25 \text{ кэВ}$	3.5e+08	1.0e+10	4.5e+10	1.7e+11	3.6e+11	5.8e+11	8.4e+11
$\varepsilon_{\rm max} = 0.5 {\rm K} \Theta {\rm B}$	7.5e+07	7.0e+09	3.6e+10	1.5e+11	3.2e+11	5.3e+11	7.6e+11
$\varepsilon_{\text{max}} = 0.75 \text{ K} \Theta \text{B}$	5.2e+07	6.4e+09	3.6e+10	1.5e+11	3.1e+11	5.0e+11	7.1e+11
$\varepsilon_{\text{max}} = 1 \text{ K} \ni \mathbf{B}$	4.7e+07	6.3e+09	3.5e+10	1.5e+11	2.9e+11	4.9e+11	7.0e+11
$\varepsilon_{\rm max} = 2 \ { m K} { m B}$	4.5e+07	6.3e+09	3.5e+10	1.4e+11	2.8e+11	4.6e+11	6.8e+11
$\varepsilon_{\rm max} = 4 {\rm K} \ni B$	4.4e+07	6.2e+09	3.5e+10	1.4e+11	2.7e+11	4.4e+11	6.4e+11
$\varepsilon_{\rm max} = 6 \ {\rm K} \ni {\rm B}$	4.4e+07	6.2e+09	3.4e + 10	1.4e+11	2.7e+11	4.3e+11	6.3e+11
$\varepsilon_{\text{max}} = 8 \kappa_{\text{3}} B$	4.3e+07	6.2e+09	3.4e + 10	1.4e+11	2.7e+11	4.3e+11	6.2e+11
$\varepsilon_{\text{max}} = 10 \text{ K} \cdot \text{B}$	4.4e+07	6.3e+09	3.4e+10	1.3e+11	2.7e+11	4.2e+11	6.1e+11

Таблица 2. Частота v_{he} генерации электронов с энергией ε_{max} (c^{-1})

Таблица 3. Среднее расстояние l_{he} (м), пройденное электронами до достижения энергии ε_{max}

E , к B см $^{-1}$	50	75	100	150	200	250	300
$\varepsilon_{\text{max}} = 0.25 \text{ кэВ}$	1.96e-3	1.49e-4	5.88e-5	2.59e-5	1.67e-5	1.25e-5	9.96e-6
$\varepsilon_{\text{max}} = 0.5 \text{ кэВ}$	9.22e-3	3.00e-4	1.14e-4	5.06e-5	3.30e-5	2.47e-5	1.97e-5
$\varepsilon_{\text{max}} = 0.75 \text{ кэB}$	1.38e-2	3.86e-4	1.55e-4	7.27e-5	4.82e-5	3.63e-5	2.92e-5
$\varepsilon_{\text{max}} = 1 \text{ K} \ni B$	1.52e-2	4.46e-4	1.91e-4	9.31e-5	6.27e-5	4.75e-5	3.84e-5
$\varepsilon_{\text{max}} = 2 \text{ кэВ}$	1.67e-2	6.40e-4	3.16e-4	1.70e-4	1.18e-4	9.09e-5	7.40e-5
$\varepsilon_{\text{max}} = 4 \text{ кэB}$	1.70e-2	9.53e-4	5.43e-4	3.14e-4	2.24e-4	1.75e-4	1.43e-4
$\varepsilon_{\text{max}} = 6 \text{ кэB}$	1.77e-2	1.26e-3	7.60e-4	4.55e-4	3.28e-4	2.57e-4	2.12e-4
$\varepsilon_{\text{max}} = 8 \kappa_{\text{H}} B$	1.84e-2	1.55e-3	9.71e-4	5.93e-4	4.31e-4	3.39e-4	2.80e-4
$\varepsilon_{\text{max}} = 10 \text{ кэВ}$	1.87e-2	1.83e-3	1.18e-3	7.31e-4	5.33e-4	4.21e-4	3.48e-4

чений из работ [48, 49, 51] для 2^3 Р и 2^3 S, [51, 54, 55] для 3^3 S и [51, 53, 55] для 3^3 Р. Как отмечалось выше, в области больших энергий основной вклад в полное сечение возбуждения вносит уровень 2^1 Р, поэтому использование этих зависимостей не должно вносить заметную ошибку в вычисления.

Для наиболее точного описания рассеяния электрона в процессе ионизации необходимо знать трижды дифференциальное сечение ионизации – по энергии вторичного электрона, по углу рассеяния первичного электрона и по углу вылета вторичного электрона (вторичным называется электрон с меньшей энергией). Литературные данные по этим сечениям крайне скудны. Имеется достаточно данных по дважды дифференциальным сечениям ионизации (ДДСИ), в основном по энергии и углу вылета вторичного электрона [58— 61], и только в работе [61] также приведены данные по углу рассеяния первичного электрона. Экспериментальные данные по угловому распределению вторичных электронов существенно разнятся (см. рис. 3). В нашей модели для расчета угла вылета вторичных электронов используется предложенная в работе [62] аппроксимация сечения, которая наиболее полно удовлетворяет имеющимся экспериментальным данным.

Аппроксимация сечения работы [62] используется для энергий первичного электрона ε_i в диапазоне от 50 до 600 эВ. При ε_i < 50 эВ угловое распределение вторичных электронов полагается изотропным, при ε_i > 600 эВ, где справедливо ПБП, используется сечение, выведенное в его рамках. В работе [63] для атома водорода приведено ДДСИ рассеяния вторичных электронов, полученное в рамках ПБП (формула (6) [63]), которое масштабируется на другие атомы следующим образом [63]:

$$\frac{d^2\sigma(z,\varepsilon_i,\varepsilon_s,n)}{d\Omega_s d\varepsilon_s} = nz^{-6} \frac{d^2\sigma_H}{d\Omega_s d\varepsilon_s} \left(\frac{\varepsilon_i}{z^2},\frac{\varepsilon_s}{z^2}\right),\tag{3}$$

где n — число электронов в атоме (2 для гелия), z — эффективный ядерный заряд атома (1.704 для гелия). Аналогично масштабируются на атом гелия ДДСИ первичных электронов, полученное для атома водорода в рамках ПБП (формула (9) [63]).

На рис. 4 сравниваются рассчитанное ДДСИ и измеренное в работе [61] для энергии первичного электрона $\varepsilon_i = 100$ эВ. Наблюдается удовлетворительное согласие сечений между собой, несмотря на то, что при этой энергии ПБП еще не вполне удовлетворительно. При $\varepsilon_i < 100$ эВ угловое рассеяние первичных электронов в нашей модели рас-

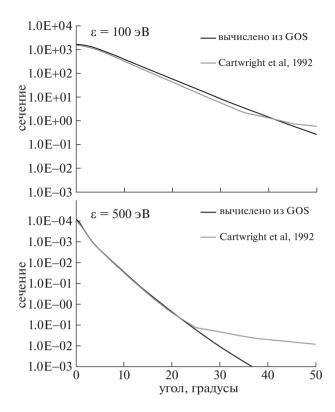


Рис. 2. Дифференциальное сечение рассеяния электронов при возбуждении состояния 2^1 Р гелия в единицах 10^{-24} м²/ср.

считывается не масштабированием сечения для атома водорода работы [63], а из сечения упругого рассеяния электрона с энергией $\varepsilon_i - \varepsilon_s$. На рис. 4 видно, что последнее лучше описывает измеренное ДДСИ первичных электронов при больших значениях ε_s , при малых же значениях ε_s результатам измерений лучше соответствует сечение, полученное по ПБП.

На рис. 5 иллюстрируются дифференциальные сечения углового рассеяния электрона с энергией $\varepsilon_s = 500$ эВ в процессах упругих столкновений, возбуждения состояния 2^1 Р и ионизации при энергии вторичных электронов $\varepsilon_s = 1$ эВ. Видно, что сечение упругого рассеяния спадает с ростом угла гораздо медленнее, чем сечения углового рассеяния в процессах ионизации и возбуждения. Следовательно, в упругих взаимодействиях электрон рассеивается значительно сильнее, чем в неупругих процессах.

Для $\varepsilon_i = 500$ эВ сечение ионизации в два раза превосходит сечение упругого рассеяния, а полное сечение возбуждения сравнимо с упругим. Таким образом, использование сечения углового рассеяния в упругих столкновениях для расчета углового рассеяния электронов в процессах возбуждения и ионизации должно значительно сни-

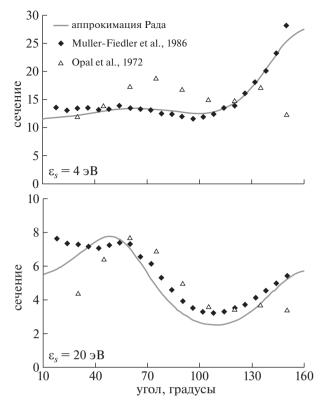


Рис. 3. ДДСИ для вторичных электронов в единицах $10^{-24} \text{ M}^2/(9\text{B}\cdot\text{cp})$. Энергия первичного электрона $\varepsilon_i = 100 \text{ pB}$.

жать вероятность ускорения электронов до высоких энергий, поскольку рассеяние неправомерно усиливается. В разд. 4.2 мы оценим данный эффект, выполнив расчеты по полной модели МК (full model) с точным учетом всех процессов углового рассеяния, и по упрощенной модели (simplified model), в которой для рассеяния в неупругих процессах используются сечение упругого рассеяния.

3. ПРОГРАММА МОНТЕ-КАРЛО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ

3.1. Метод нулевых столкновений

Как известно, метод МК в задачах переноса сводится к построению большого числа траекторий частиц, представляющих некоторые ломаные линии. Движение электрона между столкновениями описывается известной системой уравнений

$$\frac{d\vec{\mathbf{r}}}{dt} = \vec{v}, \quad \frac{d\vec{\mathbf{p}}}{dt} = -e\vec{E},\tag{4}$$

где $\vec{\mathbf{r}}, \vec{\mathbf{v}}, \vec{\mathbf{p}}$ — координата, скорость и импульс электрона, e — элементарный заряд.

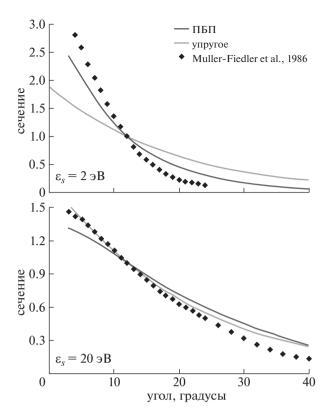


Рис. 4. ДДСИ для первичных электронов с энергией $\varepsilon_{\rm i} = 100$ эВ. Сечения нормированы на значение при угле 12° .

Вероятность P того, что за промежуток времени Δt электрон испытает столкновение, определяется формулой

$$P = 1 - e^{-v\Delta t},\tag{5}$$

где V — частота столкновений, зависящая от энергии электрона

$$v(\varepsilon) = \sum_{i} v_{j}(\varepsilon) = \sum_{i} N_{j} \sigma_{j} v(\varepsilon), \qquad (6)$$

где N_j — концентрация атомов или молекул, на которых происходит реакция типа j, определяемая сечением σ_j ; суммирование ведется по всем возможным процессам. Поскольку ν зависит от энергии электрона ϵ , то согласно формуле (6) вероятность столкновения также зависит от ϵ . Чтобы избежать этого и сократить время расчетов, Рейдом (*Reid*) была разработана модель нулевых столкновений [64]. Согласно данной модели сначала определяется максимальное значение частоты столкновений в формуле (5)

$$v_{\text{max}} = \max[v(\varepsilon)], \tag{7}$$

после чего находится шаг по времени

$$\Delta t = \delta / v_{\text{max}} \,, \tag{8}$$

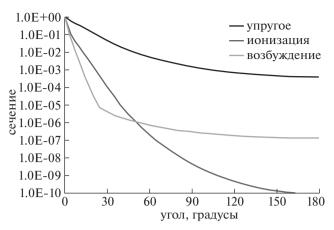


Рис. 5. Дифференциальное сечение рассеяния электрона с энергией 500 эВ в процессах упругого рассеяния, ионизации и возбуждения состояния 2¹ Р. Сечения нормированы на максимальные значения при нуле градусов.

где δ — произвольное число меньшее 1 (в наших расчетах δ = 0.1). Теперь вероятность столкновений не зависит от энергии электрона

$$P_{\text{coll}} = 1 - e^{-\delta} \approx 0.1. \tag{9}$$

После этого метод нулевых столкновений сводится к следующей трехшаговой процедуре:

- 1. Выбирается случайное число ξ_1 в диапазоне от 0 до 1. Если ξ_1 меньше $P_{\rm coll}$, полагается, что произошло столкновение.
- 2. Если взаимодействие произошло, определяется, было ли столкновение нулевым или реальным. Для этого вводится частота нулевых столкновений $V_{\rm null}$, определяемая уравнением

$$v_{\text{max}} = v(\varepsilon) + v_{\text{null}}(\varepsilon).$$
 (10)

Тогда вероятность реального столкновения определяется отношением

$$P_{\text{real}} = v(\varepsilon)/v_{\text{max}}.$$
 (11)

Для каждого электрона, испытавшего столкновение на первом шаге, выбирается новое случайное число ξ_2 . Если ξ_2 меньше P_{real} , то столкновение считается реальным, если нет, то столкновение является нулевым и импульс электрона не меняется.

3. Если на шаге 2 произошло реальное столкновение, то далее определяется тип взаимодействия. Для этого рассчитываем вероятности возможных процессов

$$P_i = v_i(\varepsilon)/v(\varepsilon)$$
. (12)

Далее выбирается случайное число ξ_3 и определяется, в какой из интервалов $[0, P_1]$, $[P_1, P_1 + P_2]$, $[P_1 + P_2, P_1 + P_2 + P_3]$ и т.д. оно попадает. Соответственно тип столкновения определяется номером интервала.

3.2. Вычисление угла рассеяния электрона

Зная дифференциальное сечение углового рассеяния электрона в каком-либо процессе $d\sigma/d\Omega$, угол рассеяния электрона θ можно найти, решая уравнение

$$\int_{0}^{\theta} 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta') \sin \theta' d\theta' = \xi \int_{0}^{\pi} 2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta') \sin \theta' d\theta', \quad (13)$$

где ξ — случайная величина, распределенная равномерно на отрезке [0,1]. Для ускорения вычислений в нашей программе предварительно рассчитывается таблица значений θ_{ij} . Для этого численно решается уравнение (13) для дискретного ряда значений $\xi_i = i/N_\xi$, $i=1-N_\xi$, где N_ξ — число разбиений отрезка [0,1] (в наших расчетах $N_\xi = 500$), и дискретного ряда значений энергии

электрона:
$$\varepsilon_{\rm j}=\varepsilon_{\rm min}igg(rac{q^{j-1}-1}{q-1}igg)$$
, где $j=1$ — $N_{
m c}$, и q

есть решение уравнения $\frac{q^{N_{\varepsilon}-1}-1}{q-1}=\frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{\min}}$. В наших расчетах $\varepsilon_{\min}=0.01$ эВ, $\varepsilon_{\max}=20$ кэВ, $N_{\varepsilon}=1000$. В случае ионизации добавляется еще разбиение по энергии вторичного электрона ε_{k} , которое тождественно разбиению ε_{j} , и получаем трехмерную таблицу значений θ_{ijk} .

3.3. Вычисление энергии электрона после взаимодействия

В случае упругого столкновения энергия электрона ε_f после рассеяния на угол θ определяется из уравнения

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i \left(1 - 2 \frac{m_e}{M} (1 - \cos \theta) \right), \tag{14}$$

где m_e и M — масса электрона и атома гелия, соответственно.

В случае возбуждения энергия электрона после столкновения равна

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i - \varepsilon_{\rm ex}. \tag{15}$$

В случае ионизации сначала определяется энергия вторичного электрона на основе дифференциального сечения по модели Кима и Рада [41], для чего решается уравнение

$$\int_{0}^{\varepsilon_{s}} \frac{d\sigma(\varepsilon_{i}, \varepsilon_{s})}{d\varepsilon_{s}} d\varepsilon_{s} = \xi \int_{0}^{(\varepsilon_{i} - \varepsilon_{ion})/2} \frac{d\sigma(\varepsilon_{i}, \varepsilon_{s})}{d\varepsilon_{s}} d\varepsilon_{s}, \quad (16)$$

а затем вычисляется энергия первичного электрона после акта ионизации:

$$\varepsilon_f = \varepsilon_i - \varepsilon_s - \varepsilon_{\text{ion}}. \tag{17}$$

Как и в случае углового рассеяния, уравнение (16) решается численно до начала МК расчетов и по-

лученные значения энергии вторичного электрона $\epsilon_{s,ii}$ табулируются.

3.4. Вычисление импульса электрона после взаимодействия

Зная угол рассеяния θ и энергию ε_f электрона после столкновения можно определить импульс электрона после рассеяния \vec{p}_f (см. рис. 6) по формулам

$$p_{f,x} = p_f((\cos\theta\sin\beta + \sin\theta\cos\phi\cos\beta) \times \\ \times \cos\alpha - \sin\theta\sin\phi\sin\alpha),$$

$$p_{f,y} = p_f((\cos\theta\sin\beta + \sin\theta\cos\phi\cos\beta) \times (18)$$
$$\times \sin\alpha + \sin\theta\sin\phi\cos\alpha),$$

$$p_{f,z} = p_f(\cos\theta\cos\beta - \sin\theta\cos\phi\sin\beta),$$

где $\phi = 2\pi\xi$ — азимутальный угол рассеяния,

$$\cos \beta = \frac{p_{i,z}}{\sqrt{p_{i,x}^2 + p_{i,y}^2 + p_{i,z}^2}},$$

$$\cos \alpha = \begin{cases} \frac{p_{i,x}}{\sqrt{p_{i,x}^2 + p_{i,y}^2}}, & \cos \beta \neq 1\\ 1, & \cos \beta = 1. \end{cases}$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ И ИХ АНАЛИЗ

4.1. Транспортные и кинетические коэффициенты электронов

С целью тестирования программы нами было выполнено численное моделирование развития электронной лавины в однородном электрическом поле, и на основе полученных результатов рассчитаны коэффициент ионизации, дрейфовая скорость и средняя энергия электронов. Как известно, реализованы различные виды лабораторных экспериментов по определению параметров лавины электронов: time-of-flight (TOF), steadystate Townsend (SST), pulsed Townsend (PT) [65]. Измеряемые в данных экспериментах значения дрейфовой скорости могут заметно отличаться как друг от друга, так и от вычисленных значений [66]. Так, в работе [65], где методом МК скорость дрейфа в аргоне рассчитана для условий SST и ТОГ экспериментов, значение скорости при E/N = 566 Тд в ТОГ-эксперименте на 54% превышает значение в SST-эксперименте.

Моделирование выполнялось нами в следующей постановке. В начальный момент времени t=0 в точке $\vec{r}=(0,0,0)$ в поле с напряженностью $\vec{E}(\vec{r})=-E\cdot\vec{e}_z$, направленной вдоль координаты \vec{z} , задавался изотропный моноэнергетический источник электронов с энергией $\epsilon_0=1$ эВ, содер-

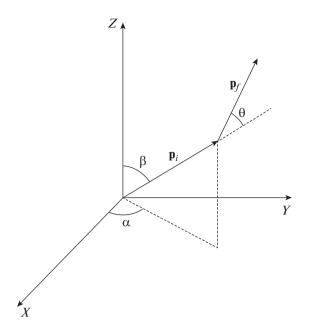


Рис. 6. Схема рассеяния электрона.

жащий $N_{\rm e}(0)=10^3$ частиц. Концентрация атомов гелия полагалась равной числу Лошмидта (Losh- $\it midt)~N_L = 2.69 \times 10^{19}~{\rm cm}^{-3}$. Электроны поглощались в "аноде", моделируемом плоскостью с координатой $\it z=d_{\rm gap}$, где $\it d_{\rm gap}$ — "межэлектродное расстояние". Данная постановка позволяет рассчитать параметры лавины в рамках экспериментов TOF и SST. Определение дрейфовой скорости v_{TOF} в рамках эксперимента TOF дано в [67]. Формулы для определения первого коэффициента ионизации Таунсенда (Townsend) α_{ion} и дрейфовой скорости в рамках эксперимента SST v_{SST} даны в [65]. Отметим также, что значение $d_{\rm gap}$ нами подобрано так, чтобы за время счета плоскости "анода" достигали ≈ 10^7 электронов. Значение $d_{\rm gap}$ выбиралось достаточно большим, чтобы за время моделирования характеристики лавины (коэффициент ионизации, дрейфовая скорость и средняя энергия электронов) достигли стационарных значений.

На рис. 7 зависимость коэффициента ионизации Таунсенда α_{ion} от приведенной напряженности поля E/N, рассчитанная по нашей МК программе, сравнивается с зависимостью, измеренной в известной работе Чейнина (*Chanin*) и Рока (*Rork*) [68]. Рассчитанные и измеренные значения α_{ion} хорошо согласуются в области E/N ниже 200 Тд. В области больших E/N измеренные значения заметно превышают рассчитанные, что, по-видимому, связано с отсутствием равновесия электронов с полем в эксперименте [68] для значений E/N, превышающих 288 Тд. Действительно, Чейнин и Рок пишут, что в области E/P >

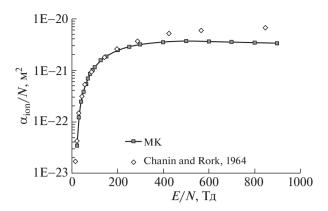


Рис. 7. Первый коэффициент ионизации Таунсенда в гелии.

 $> 100 \,$ (см Торр) $^{-1}$ электроны не были в равновесии с полем [68] и считают полученные ими данные в области больших E/N сомнительными ("...the validity of the data is highly questionable" [68]).

На рис. 8 сравниваются рассчитанные нами значения дрейфовой скорости электронов v_{TOF} и $v_{\rm SST}$ с измеренными в работах [67] и [69, 70], соответственно. Рассчитанные значения v_{TOF} очень хорошо согласуются с данными измерений в работе [67] во всем диапазоне значений E/N от 1.4 до 226 Тд [67], причем согласие лучше, чем результаты расчетов дрейфовой скорости, выполненные методом МК самими авторами [67]. Рассчитанные нами значения $v_{\rm SST}$ в области $20 \le E/N \le$ ≤ 400 Тд удовлетворительно согласуются с данными измерений, приведенных в статье Андерсона (Anderson) [69] и докладе Стерна (Stern) [70]. Но, начиная с $E/N \approx 500$ Тд, рассчитанные значения $v_{\rm SST}$ заметно превосходят данные Стерна, приведенные до E/N = 820 Тд [70]: отличие достигает ≈80% при E/N ≈ 800 Тд. Скорее всего, расхождение связано с тем, что в эксперименте Стерна [70], как и в эксперименте Чейнина и Рока [68], в области больших E/N равновесное состояние электронов с полем не достигалось. Стерн выполнял измерения в области положительного столба тлеющего разряда [70], используя методику, разработанную в статье [71]. Согласно нашим расчетам методом МК средняя энергия электронов в поле с E/N = 800 Тд равна 315 эВ, что сравнимо с величиной eU, соответствующей напряжению на электродах в тлеющем разряде $U \sim$ ~ 100-1000 В [72], причем, как известно, значительная часть напряжения в тлеющем разряде падает в катодных слоях, а не в положительном столбе [72]. Из результатов наших расчетов следует, что в поле с E/N = 800 Тд равновесное состояние достигается при значении $d_{\rm gap} \approx 50$ мкм, чему соответствует напряжение ≈1000 В. К сожалению,

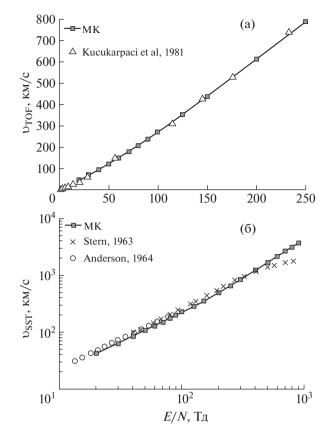


Рис. 8. Дрейфовая скорость электронов в гелии.

неизвестно напряжение в области положительного столба в эксперименте Стерна [70].

Заметим, что в работе [67] с использованием крайне ограниченной системы сечений расчеты дрейфовой скорости и методом МК выполнены для двух моделей рассеяния электронов в ионизующих столкновениях: тот же закон рассеяния, что и в упругих столкновениях, и изотропное рассеяние. Авторы [67] пишут, что для достижения хорошего согласия с параметрами "роя" (("fit to the swarm parameters" [67]) во всем диапазоне E/Nв их программе МК требуется масштабирование некоторых сечений. Расчеты выполнены до очень больших значений E/N, вплоть до 2260 Тд. Начиная с $E/N \approx 300-400$ Тд, приведенные на рис. 7 [67] кривые v(E/N) расходятся, причем в случае изотропного рассеяния кривая проходит ниже, и именно она согласуется с данными Стерна [70].

4.2. Частота генерации электронов высоких энергий

В рамках классического детерминистического подхода в заданном электрическом поле электрон считается убегающим, если напряженность поля превосходит энергетические потери электрона на единице пути [1, 2, 73]. В гелии максимум энерге-

тических потерь электрона равен ≈51 кэВ см-1 и достигается при энергии электрона ≈150 эВ [1, 2]. Таким образом, любой электрон, движущийся в поле с напряженностью, большей 50 кВ см⁻¹, считается убегающим в рамках летерминистического подхода. В реальности угловое рассеяние электрона на атомах или молекулах среды замедляет процесс ускорения. К сожалению, невозможно дать строгое определение УЭ в рамках стохастического подхода, т.е. когда траектория электрона моделируется с учетом рассеяния: можно говорить лишь о вероятности достижения электроном некоторой пороговой энергии ε_{th} за заданное время. В литературе свободно используется термин "убегающий электрон" без четкого определения. и чаще всего убегающим считается электрон с энергией, превышающей 1 кэВ.

Нами выполнены расчеты частоты $v_{\rm he}$ генерации электронов высоких энергий, которыми считались электроны, достигающие заданное значение энергии $\varepsilon_{\rm max}$. Вычисления проводились в той же постановке, что и в статье [33]. В однородном электрическом поле с напряженностью E при концентрации атомов гелия $N=N_L=2.69\times 10^{19}~{\rm cm}^{-3}$ задавался точечный источник, содержащий $N_0=10^4$ электронов с энергией 1 эВ. Вектор начальной скорости электронов направлен вдоль вектора электрической силы $-eE\cdot\vec{\rm e}_z$. Предполагается, что изменение во времени числа электронов $N_{\rm he}$ высоких энергий ($\varepsilon \geq \varepsilon_{\rm max}$) описывается системой уравнений [33]

$$\frac{dN_{he}(t')}{dt} = v_{he}N_{le}(t'), \quad t' = t - t_d;$$

$$N_{he}(t') + N_{le}(t') = N_0$$
(19)

с начальным условием

$$N_{\rm he}(t'=0) = 0. {(20)}$$

Здесь $t_{\rm d}$ — момент, когда первый электрон достигает энергии $\varepsilon_{\rm max}$. Решение системы уравнений (19)

$$N_{\rm he}(t) = N_0 \left[1 - \exp(-v_{\rm he}(t - t_{\rm d})) \right]. \tag{21}$$

Используя полученную в расчетах методом МК зависимость $N_{\rm he}(t)$, с помощью формулы (21) можно вычислить частоту генерации электронов высоких энергий $v_{\rm he}$. Поскольку момент времени $t_{\rm d}$ является стохастическим параметром, целесообразно его исключить. Частота $v_{\rm he}$ рассчитывается по участку зависимости $N_{\rm he}(t)$, на котором число электронов $N_{\rm he}$ меняется от $0.1N_0$ до $0.9N_0$

$$v_{\text{he}} = \ln(9)/(t_{0.9} - t_{0.1}),$$
 (22)

где $t_{0.1}$ и $t_{0.9}$ моменты времени, когда величина $N_{\rm he}$ достигает значений $0.1N_0$ и $0.9N_0$ соответственно. Траектории электронов прослеживались до момента, когда их энергия достигала значения $\varepsilon_{\rm max}$.

Значения v_{he} , вычисленные для нескольких значений ε_{max} в диапазоне от 0.25 до 10 кэВ и напряженности поля E от 50 до 300 кВ см $^{-1}$, приведены в табл. 2. Частота v_{he} сильно зависит от напряженности поля и является крайне слабой функцией ε_{max} : при изменении ε_{max} в 40 раз ν_{re} изменяется максимум в 8 раз при $E = 50 \text{ кB см}^{-1}$ и практически не зависит от ε_{max} при больших E. На рис. 9 иллюстрируется изменение со временем доли электронов, достигших энергии 4 кэВ, в полях с напряженностью 75, $100 \text{ и } 150 \text{ кB см}^{-1}$. Видно, что формула (21), действительно, очень хорошо описывает результаты расчетов, выполненные методом МК. Столь хорошее согласие наблюдается во всем исследованном диапазоне значений ε_{max} и E.

Как отмечалось выше, одной из целей нашей работы является оценка влияния различных моделей углового рассеяния на процесс убегания электронов. Поэтому выполнен расчет частоты генерации электронов высоких энергий V_{he} по упрощенной модели, в которой угловое рассеяние электронов в процессах возбуждения и ионизации (для первичных электронов) описывается так же, как в упругих столкновениях. На рис. 10 сравниваются значения частоты V_{he}, рассчитанные по упрощенной и полной моделям МК. Видно, что значения V_{he}, рассчитанные по упрощенной модели, на порядок меньше значений, полученных по полной модели: электроны в упругих столкновениях рассеиваются гораздо сильнее, чем в неупругих процессах. Здесь же приведены результаты расчетов из статьи [33], в которой убегающими считались электроны, достигающие энергии $\varepsilon_{\text{max}} = 4$ кэВ. Вычисленные нами по полной модели значения частоты V_{he} близки к полученным в работе [33]: различие не превышает по-

Функцию $V_{he}(\epsilon_{max}, E)$ рекомендуется использовать для расчета скорости генерации электронов высоких энергий в задачах по моделированию газового разряда в гелии с локальным источником электронов с энергий ϵ_{max}

$$S_{\text{he}} = v_{\text{he}}(\varepsilon_{\text{max}}, E) \times n_{\text{le}},$$
 (23)

где E — напряженность локального поля и $n_{\rm le}$ — концентрация электронов низких энергий (low energies). Поскольку электрическое поле в газоразрядном промежутке обычно сильно неоднородно, встает вопрос о правомерности данного подхода. Очевидным критерием применимости является выполнение условия $l_{\rm he} \ll \lambda_{\rm e}$, где $l_{\rm he}$ — средняя длина, на которой электроны набирают энергию $\varepsilon_{\rm max}$ и $\lambda_{\rm e}$ — характерный масштаб изменения напряженности поля. Рассчитанные нами значения $l_{\rm he}(\varepsilon_{\rm max})$ приведены в табл. 3.

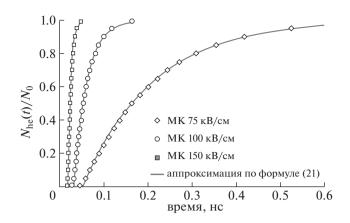


Рис. 9. Зависимость от времени доли электронов, достигших энергии $\varepsilon_{max} = 4$ кэB, для различных значений напряженности поля.

Хотя точно определить понятие "убегающий электрон" невозможно, используя рассчитанные зависимости $l_{\text{he}}(\varepsilon_{\text{max}}, E)$ (табл. 3), можно оценить пороговую энергию убегания. В рамках детерминистического подхода в заданном поле электрон набирает энергию в соответствии с уравнением

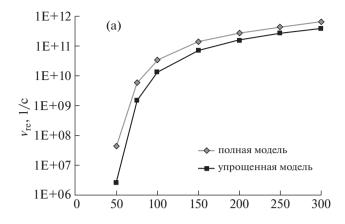
$$\frac{d\varepsilon}{dz} = eE - F_{\text{loss}}(\varepsilon), \quad \varepsilon(z=0) = \varepsilon_0, \tag{24}$$

в котором функция F_{loss} ,(ϵ), описывающая энергетические потери электрона на единице пути в результате столкновений с атомами, рассчитана нами на основании использованных в программе MK-сечений возбуждения и ионизации по формуле

$$F_{loss}(\varepsilon) = N_L \times \left(\sum_{i} \varepsilon_{ex,i} \times \sigma_{ex,i}(\varepsilon) + (\varepsilon_{ion} + \langle \varepsilon_s \rangle) \times \sigma_{ion}(\varepsilon) \right), \quad (25)$$

где суммирование ведется по всем состояниям, приведенным в табл. 1, $\varepsilon_{\rm ex,i}$ и $\varepsilon_{\rm ion}$ — пороговые энергии возбуждения и ионизации, $\langle \varepsilon_{\rm s} \rangle$ — средняя энергия вторичных электронов, рождаемых электроном с энергией ε . $F_{\rm loss}(\varepsilon)$ возрастает с ростом энергии ε , проходит через максимум $\approx 50~{\rm kpB~cm^{-1}}$ при $\varepsilon \approx 150~{\rm spB}$, что согласуется с данными [1, 2], и далее с ростом энергии быстро спадает до значения $\approx 5~{\rm kpB~cm^{-1}}$ при $\varepsilon \approx 8~{\rm kpB}$. Таким образом, в области $\varepsilon > 8~{\rm kpB}$ для всех значений напряженности поля в таблицах 2 и 3 выполняется условие $eE \gg F_{\rm loss}$. Следовательно, в этой области потерями энергии можно пренебречь, так что энергия электрона линейно растет с расстоянием.

На рис. 11 приведены зависимости энергии электрона от пройденного расстояния для четырех значений напряженности поля E=50, 75, 100 и 150 кB см^{-1} , полученные из решения уравнения



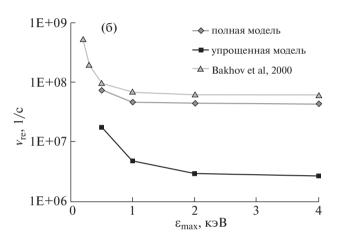


Рис. 10. Частота генерации электронов с энергией $\varepsilon_{\text{max}} = 4 \text{ кэВ }$ в зависимости от напряженности поля (а). Частота генерации электронов в электрическом поле с напряженностью $E = 50 \text{ кB cm}^{-1}$ (б).

(24) и рассчитанные методом МК (табл. 3). Видно, что начиная со значения $\varepsilon \approx 2$ кэВ, энергия электрона линейно растет с расстоянием, причем угол наклона прямолинейного участка примерно равен eE. Таким образом, для гелия в электрических полях с напряженностью $E \ge 50$ кВ см $^{-1}$ значение 2 кэВ можно считать энергетическим порогом убегания ε_{th} , достигнув которого электрон переходит в режим непрерывного ускорения, приобретая от электрического поля гораздо больше энергии, чем теряет в столкновениях с атомами.

Расчеты частоты v_{he} выполнены для концентрации атомов гелия, равной числу Лошмидта $N_L = 2.69 \times 10^{19} \ {\rm cm}^{-3}$. Представляет интерес выяснить, справедлив ли для v_{he} закон подобия, а именно, зависит ли отношение v_{he}/N от E/N (подобно коэффициенту ионизации Таунсенда α_{ion}/N) или v_{he}/N зависит от E и N отдельно. Формулу (54) в обзоре [74] для времени экспоненци-

ального нарастания числа УЭ можно переписать для частоты $v_{he}/N = \mathrm{const}Z\sqrt{\left(eE/NF_{\mathrm{min,l}}\right)^3}$, где $NF_{\mathrm{min,l}}$ — минимальное значение силы трения, испытываемой электронами с энергией вблизи 1 МэВ в результате взаимодействия с атомарными частицами. Отсюда видно, что закон подобия выполняется: v_{he}/N зависит от E/N.

Но формула (54) в [74] получена исходя из КУ для ФРЭ, зависящей от времени и скорости электронов. Если учесть зависимость от координаты, то закон подобия нарушается. Действительно, рассмотрим более общее КУ

$$\frac{\partial F(v_x, x, t)}{\partial t} + v_x \frac{\partial Fv_x, x, t}{\partial x} + \frac{eE}{m_e} \frac{\partial F(v_x, x, t)}{\partial v_x} = N \times St\{F(v_x, x, t)\}$$
(26)

с интегралом столкновений $N \times St\{F(v_x,x,t)\}$. Факторизуя ФРЭ $F(v_x,x,t)=f(v_x,x)\times \exp(v_{he}t)$ и деля результат на N, получаем KY

$$\frac{v_{he}}{N} f(v_x, x) + v_x \frac{\partial f(v_x, x)}{N \partial x} + \frac{eE}{Nm_e} \frac{\partial f(v_x, x)}{\partial v_x} = St\{f(v_x, x)\},$$
(27)

содержащее требуемые для выполнения закона подобия отношения v_{he}/N и E/N. Видно, однако, что закон подобия выполняется только в случае ФРЭ, не зависящей от координаты, что соответствует нашим расчетам, т.е. v_{he}/N зависит от E/N.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода МК разработана программа численного моделирования транспорта электронов в электрическом поле в гелии. В рамках возможностей современных данных по сечениям максимально точно учтены процессы углового рассеяния электронов в упругих и неупругих взаимодействиях.

Программа тестирована путем сравнения вычисленных зависимостей дрейфовой скорости v и коэффициента ионизации Таунсенда α_{ion} от приведенной напряженности поля E/N с результатами экспериментов по измерению параметров электронной лавины с учетом того, что выполнялись эксперименты типа time-of-flight (TOF) и steady-state Townsend (SST). Учитывается также пространственная ограниченность газоразрядных промежутков. Результаты расчетов коэффициента ионизации α_{ion} сравниваются с данными измерений Ченина и Рока [68]. В области больших E/N измеренные значения α_{ion} существенно превышают рассчитанные, что связано с отсутствием в эксперименте равновесия электронного

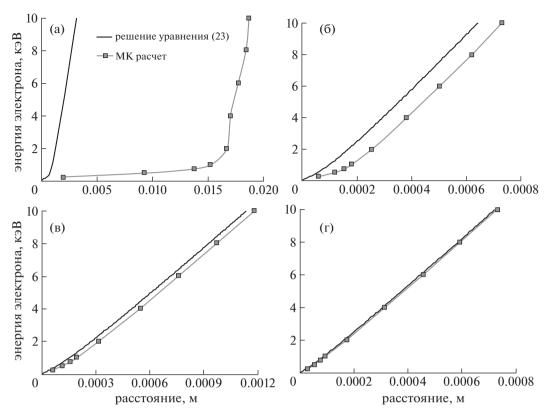


Рис. 11. Зависимость энергии электронов от пройденного расстояния. $E = 50 \text{ кB см}^{-1}$ (а), $E = 75 \text{ кB см}^{-1}$ (б), $E = 100 \text{ кB см}^{-1}$ (в), $E = 150 \text{ кB см}^{-1}$ (г). Маркеры соответствуют значениям ε_{max} и $l_{\text{he}}(\varepsilon_{\text{max}})$ в табл. 3.

ансамбля с полем. Ченин и Рок пишут, что в области E/P > 100 В (см Торр)⁻¹, т.е. E/N > 300 Тд, равновесие не достигалось, причем, для случая 300 В (см Торр)⁻¹, когда неравновесность доминировала, снижение α_{ion}/P (~60%) превышало ошибку (~10%) измерений.

Значения дрейфовой скорости v_{TOF} , рассчитанные нами в рамках эксперимента ТОF, согласуются с данными измерений в работе [67], выполненных до E/N=250 Тд. Значения дрейфовой скорости v_{SST} , рассчитанные в рамках эксперимента SST, согласующиеся с данными измерений в работах [69] и [70] при малых E/N, существенно превосходят данные [70] при больших E/N. Расхождение, скорее всего, связано с тем, что в эксперименте [70], как и в эксперименте Ченина и Рока [68], равновесное состояние электронов с полем не достигалось.

Стоит отметить, что пользоваться данными лабораторных экспериментов необходимо крайне осторожно, сравнивая их с кинетическими коэффициентами электронов, вычисляемыми по результатам численного моделирования электронных лавин методом МК, т.е., в сущности, численного эксперимента, имея в виду то обстоятельство, что лабораторные эксперименты выполняются в объемах газа, ограниченных разме-

рами межэлектродных промежутков, причем при больших значениях E/N, получаемых понижением давления газа до очень низких значений и (или) уменьшением межэлектродного расстояния $d_{\rm gap}$, равновесие ансамбля электронов с электрическим полем не достигается, что обычно игнорируется.

Выполняя решение поставленной задачи, мы рассчитали зависимость частоты генерации электронов высоких энергий V_{he} от напряженности электрического поля для гелия при атмосферном давлении, которая может быть масштабирована на другие давления (значения концентрации атомов N). Расчеты выполнялись, как по полной модели, в рамках современных возможностей точно учитывающей все процессы углового рассеяния, так и по упрощенной модели, в которой рассеяние электронов в процессах возбуждения и ионизации описывается так же, как в упругих столкновениях. Значения частоты v_{he}, рассчитанные по упрощенной модели, на порядок меньше значений, рассчитанных по полной модели. Это связано с тем, что в процессах ионизации и возбуждения электрон рассеивается гораздо слабее, чем в упругом взаимодействии.

Отметим, что хотя в нашей модели мы стремились максимально точно описать процессы взаи-

модействия электронов с атомами, в современных знаниях сечений взаимодействия существуют значительные пробелы. Главным образом это касается дважды дифференциальных сечений ионизации углового рассеяния первичных электронов, для которых только в одном источнике имеются экспериментальные данные, а использованные нами теоретически рассчитанные сечения не вполне согласуются с этими данными. Особенно важной является область энергии электрона ниже 100 эВ, где экспериментальных данных нет, а расчеты в рамках первого Борновского приближения неудовлетворительны в связи с его неприменимостью для области низких энергий. Также были бы желательны более подробные данные по дифференциальным сечениям возбуждения гелия в области энергий меньших 500 эВ. Существующие экспериментальные данные в этой области приведены с большим шагом по энергии. Целью нашей работы было не столько получение абсолютно точных значений частоты генерации электронов высоких энергий V_{he}, сколько привлечение внимания к тому обстоятельству, что моделирование ускорения электронов требует максимально точного описания процессов углового рассеяния, в то время как используемые в некоторых МК-программах упрощения, чаще всего в описании рассеяния в неупругих элементарных взаимодействиях, могут приводить к значительным ошибкам.

В настоящее время ведутся расчеты частоты генерации электронов высоких энергий в воздухе, знание которой представляет интерес для развития физики атмосферного электричества высоких энергий, в том числе для интерпретации результатов лабораторных экспериментов, моделирующих разряды искусственной и природной молнии и их излучения в рентгеновском диапазоне.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко благодарны рецензентам журнала "Физика плазмы". Чтобы привести материал в соответствие с их замечаниями, нами выполнены дополнительные вычисления, результаты которых сравниваются с экспериментальными данными, и улучшено изложение материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. С. 49. Babich L. P., Loiko T.V., Tsukerman V.A. // Sov. Phys. Usp. 1990. V. 33 7. P. 521.
- 2. *Babich L.P.* Highenergy phenomena in electric discharges in dense gases: theory, experiment and natural phenomena. Arlington, Virginia, USA: Futurepast Inc., 2003.

- 3. *Бабич Л.П.* // УФН. 2020. Т. 190 (12). С. 1261; *Babich L.P.* // Physics-Uspekhi. 2020. V. 63 (12). P. 1188.
- 4. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Saleh Z., Uman M.A., Jerauld J., Plumer J.A. // Geophys. Res. Lett. 2005. 32, L20809.
- Dwyer J.R., Saleh Z., Rassoul H.K., Concha D., Rahman M., Cooray V., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A. // JGR. 2008. V. 113. P. D23207.
- Nguyen C.V., van Deursen A.P.J and Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 234012.
- Rahman M., Cooray V., Ahmad N.A., Nyberg J., Rakov V.A., Sharma S. // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. P. L06805.
- 8. Nguyen C.V., van Deursen A.P.J, van Heesch E.J.M., Winands G.J.J., Pemen A.J.M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 025202.
- 9. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Rybka D.V., Kostyrya I.D., Kozyrev A.V., Yan P., Kozhevnikov V.Yu. // New J. of Phys. 2011. V. 13. P. 113035.
- 10. Рыбка Д.В., Андроников И.В., Евтушенко Г.С., Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Тригуб М.В., Шутько Ю.В. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26 (1). С. 85—90.
- Kochkin P.O., Nguyen C.V., van Deursen A.P.J., Ebert U. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2012. V. 45. 425202.
- 12. Ostgaard N., Carlson B.E., Nisi R.S., Gjesteland T., Grondahl O., Skeltved A., Lehtinen N.G., Mezentsev A., Marisaldi M., Kochkin P. // JGR: Atmos. 2016. V. 121. P. 2939.
- 13. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Wright B., Chrest A., Uman M.A., Rakov V.A., Rambo K.J., Jordan D.M., Jerauld J., Smyth C. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L05119.
- 14. Dwyer J.R., Rassoul H.K., Al-Dayeh M., Caraway L., Chrest A., Wright B., Kozak E., Jerauld J., Uman M.A., Rakov V.A., Jordan D.M., Rambo K.J. // Geophys. Res. Lett. 2005. V. 32. P. L01803.
- 15. Fishman G.J., Bhat P.N., Mallozzi R., Horack J.M., Koshut T., Kouveliotou C., Pendleton G.N., Meegan C.A., Wilson R.B., Paciesas W.S., Goodman S.J., Christian H.J. // Science. 1994. 264. P. 1313.
- 16. Бабич Л.П. // УФН. 2019. Т. 189 (10). С. 1044. Babich L.P. // Physics-Uspekhi. 2019. V. 62 (10). P. 976.
- 17. Celestin S., Pasko V.P. // JGR. 2011. V. 116. P. A03315.
- 18. Бабич Л.П., Бочков Е.И., Куцык И.М. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Р. 99 (7). Р. 452. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M. // JETP Lett. 2014. V. 99 (7). Р. 386.
- Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T., Chanrion O. // JGR: Space Phys. 2015. V. 120. https://doi.org/10.1002/2014JA020923
- 20. Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Neubert T., Chanrion O. // JGR: Space Phys. 2017. V. 122. https://doi.org/10.1002/2017JA023917
- 21. Kohn C., Chanrion O., Babich L.P., Neubert T. // Plasma Sourc. Sci. and Techn. 2018. V. 27. P. 015017.
- 22. Kohn C., Chanrion O., Neubert T. // Geophys. Res. Lett. 2018. V. 45. P. 5194.
- 23. Cooray V., Arevalo L., Rahman M., Dwyer J., Rassoul H. // J. of Atmos. and Solar-Terr. Phys. 2009. V. 71. P. 1890.
- Babich L., Bochkov E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017.
 V. 50. P. 455202.
- 25. Бабич Л.П., Кудрявцева М.Л. // ЖЭТФ. 2007. Т. 131. № 5. С. 808—818; Babich L.P., Kudryavtseva M.L. //

- JETP. 2007. V. 104. № 5. P. 704–714. https://doi.org/10.1134/S1063776107050044
- 26. Бабич Л.П., Бочков Е.И. // ЖЭТФ. 2011. Т. 139. № 2. C. 568—578; Babich L.P., Bochkov E.I. // JETP. 2011. V. 112. № 3. P. 494—503. https://doi.org/10.1134/S1063776111020014
- 27. Бабич Л.П., Кудрявцев А.Ю., Кудрявцева М.Л., Куцык И.М. // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 3. С. 381—391; Babich L.P., Kudryavtsev A.Yu., Kudryavtseva M.L., Kutsyk I.M. // Geomagnetism and Aeronomy. 2008. V. 48. № 3. Р. 367—377/ https://doi.org/10.1134/S0016793208030110
- Babich L.P., Bochkov E.I., Kutsyk I.M., Dwyer J.R. // JGR. 2012. V. 117. A09316. https://doi.org/10.1029/2012JA017799
- 29. Куцык И.М., Бабич Л.П., Бочков Е.И., Донской Е.Н. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 11. С. 969–976; Kutsyk I.M., Babich L.P., Donskoi E.N., Bochkov E.I. // Plasma Physics Reports. 2012. V. 38. № 11. P. 891–898. https://doi.org/10.1134/S1063780X12110050
- Dwyer J.R., Smith D.M., Cummer S.A. // Space Sci. Rev. 2012. V. 173. P. 133. DOI: 101007/s11214-012-9894-0.
- 31. *Moss G.D., Pasko V.P., Liu N., Veronis G.* // JGR. 2006. V. 111. P. A02307.
- 32. *Chanrion O., Neubert T.* // JGR. 2010. V. 115. https://doi.org/10.1029/2009JA014774
- 33. *Bakhov K.I., Babich L.P., Kutsyk I.M.* // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. V. 284. P. 1254.
- 34. Chanrion O., Bonaventura Z., Bourdon A., Neubert T. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016.V. 58. P. 044001.
- 35. Adibzadeh M., Theodosiou C.E. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2005. V. 91. P. 8.
- 36. Salvat F., Jablonski A., Powell C.J. // Computer Phys. Communications. 2005. V. 165. P. 157.
- Raju G.G., GASEOUS ELECTRONICS. Tables, Atoms, and Molecules. NY: CRC Press, 2012.
- 38. Ralchenko Yu., Janev R.K., Kato T., Fursa D.V., Bray I., de Heer F.J. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2008. V. 94. P. 603.
- 39. LXcat, http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr.
- 40. Алхазов Г.Д. // ЖТФ. 1970. V. 40 (1). P. 97.
- 41. Kim Y.-K., Rudd M.E. // Phys. Rev. A. 1994. V. 505. P. 3954.
- Rapp D., Englander-Golden P. // J. Chem. Phys. 1965.
 V. 43. P. 1464.
- 43. Scharm B.L., de Heer F.J., van Der Wiel M.J., Kistemaker J. // Physica. 1965. V. 31. P. 94.
- 44. Rejoub R., Lindsay B.G., Stebbings R.F. // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. P. 042713.
- 45. *McConkey J.W.*, *Preston J.A.* // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1975. V. 81. P. 63.
- 46. *Newell W.R.*, *Brewert D.F.C.*, *Smith A.C.H.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. 3209.
- Brunger M.J., Buckman S.J., Allen L.J., McCarthy I.E., Ratnavelu K. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992. V. 25. P. 1823.

- 48. Hoshino M., Kato H., Tanaka H., Bray I., Fursa D.V., Buckman S.J., Ingolfsson O. and Brunger M.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2009. V. 42. P. 145202.
- Cubric D., Mercer D.J.L., Channing J.M., King G.C., Read F.H. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1999. V. 32. P. L45.
- 50. Ward R., Cubric D., Bowring N., King G.C., Read F.H., Fursa D.V., Bray I., Zatsarinny O., Bartschat K. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2011. V. 44. P. 045209.
- 51. Fursa D.V., Bray I. // Phys. Rev. A. 1995. V. 522. P. 1279.
- Cartwright D.C., Csanak G., Trajmar S., Register D.F. // Phys. Rev. A. 1992. V. 453. P. 1602.
- Fon W.C., Berrington K.A., Kingston A.E. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1991. V. 24. P. 2161.
- 54. Fon W.C., Lim K.P., Ratnavelu K., Sawey P.M.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. V. 27. P. 1561.
- 55. Fon W.C., Lim K.P., Berrington K.A., Lee T.G. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. P. 1569.
- 56. Inokuti M. // Rev. Mod. Phys. 1971. V. 433. P. 297.
- 57. *Cann N.M.*, *Thakkar A.J.* // J. of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 2002. V. 123. P. 143.
- 58. *Oda N., Nishimura F., Tahira S. // J.* of Phys. Soc. of Japan. 1972. V. 332. P. 462.
- 59. Opal C.B., Beaty E.C., Peterson W.K. // Atomic Data. 1972. V. 4. P. 209.
- Shyn T.W., Sharp W.E. // Phys. Rev. A. 1979. V. 192. P. 557.
- 61. *Muller-Fiedler R., Jung K., Ehrhardt H.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1986. V. 19. P. 1211.
- 62. Rudd M.E. // Phys. Rev. A. 1991. V. 443. P. 1644.
- 63. *Tahira S., Oda N.* // J. of Phys. Soc. of Japan. 1973. V. 352. P. 582.
- 64. Reid I.D. Australian J. of Phys. 1979. V. 323. P. 231.
- 65. *Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 1035.
- Lucas J., Saelee H.T. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975.
 V. 8. P. 90.
- 67. *Kücükarpaci H.N., Saelee H.T., Lucas J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1981. V. 14. P. 9.
- Chanin M.L., Rork G.D. // Phys. Rev. 1964. V. 133.
 P. 1005.
- 69. Anderson J.M. // Phys. Fluids. 1964. V. 7. P. 1517.
- 70. Stern R.A. // Proc. 6th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases (Paris: Serma). 1963. V. 1. P. 331.
- Phelps A.V., Pack J.L., Frost L.S. // Phys. Rev. 1960.
 V. 172. P. 470.
- 72. *Райзер Ю.П*. Физика газового разряда. М.: Наука. 1992.
- 73. Гуревич А.В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
- 74. *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* // УФН 200. Т. 171. С. 1177; Gurevich A.V. and Zybin K.P. *Phys. Usp.* 2001. V. 44. P. 1177.
- 75. *Dutton J.* // J. Phys., Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. № 3. P. 577.

_____ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ____ ПЛАЗМА

УЛК 533.9.537.521.7

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМОИДОВ ЗА ФРОНТОМ ПОДПОРОГОВОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ МИКРОВОЛНОВОГО ПУЧКА

© 2021 г. Г. М. Батанов^а, В. Д. Борзосеков^{а,*}, Л. В. Колик^а, Е. М. Кончеков^а, Д. В. Малахов^а, А. Е. Петров^а, К. А. Сарксян^а, В. Д. Степахин^а, Н. К. Харчев^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
*e-mail: borzosekov@fpl.gpi.ru
Поступила в редакцию 28.03.2021 г.
После доработки 20.05.2021 г.
Принята к публикации 23.05.2021 г.

В экспериментах получены кадры подпорогового микроволнового (СНС) разряда. Они показали, что за фронтом головного плазмоида с мелкоячеистой структурой свечения существует протяженная область диффузного свечения. В этой области также обнаруживаются отдельные локализованные яркосветящиеся образования. Фотодетекторы ультрафиолетового диапазона (240—360 нм) зарегистрировали импульсы свечения, возникающие на траектории микроволнового пучка за головным плазмоидом разряда. Наблюдаемый эффект может быть качественно объяснен локальным возбуждением свечения в микроволновом поле при самофокусировке кольцевого волнового пучка за головным плазмоидом разряда. Установлено понижение интенсивности прошедшего за разряд излучения на оси микроволнового пучка с увеличением протяженности области за фронтом головного плазмоида разряда.

Ключевые слова: микроволновый разряд, гиротрон, гауссов пучок, самовоздействие пучка

DOI: 10.31857/S0367292121100012

1. ВВЕДЕНИЕ

Распространение электромагнитных волн высокой интенсивности в газах, как известно [1], сопровождается возникновением разрядов, изменяющих распределение электрических полей в волновых пучках. Одним из процессов, протекающих при возникновении разряда на траектории волнового пучка, является образование кольцевого волнового пучка. Это происходит из-за поглощения волн центральной частью разряда в отсутствии или при слабом поглощении на периферии волнового пучка. Такой процесс в случае лазерного излучения вызывает явление "банановой" самофокусировки волнового пучка [2]. Оказалось, что и в случае подпороговых микроволновых пучков миллиметрового диапазона при разряде в воздухе возможно наблюдать аналогичное явление [3, 4]. В этом случае, фронт разряда представляет собой конгломерат линейных разрядов, вытянутых вдоль электрического вектора волны, с концентрацией плазмы в нитях $\sim 10^{17}$ см⁻³, температурой электронов до 10 эВ, и температурой нейтралов до 10 кК [5-7], а также газа, ионизированного и нагретого перед фронтом разряда в плазме, создаваемой ультрафиолетовым (УФ) излучением нитевидных разрядов [8, 9]. Распространение этой головной части разряда (головного плазмоида) навстречу волновому пучку вызвапротеканием в УФ-ореоле головного плазмоида несамостоятельного микроволнового разряда и возникновением ионизационно-перегревной неустойчивости, создающей новую серию нитевидных разрядов перед головной частью. Поглощение микроволн в плазме головного плазмоида создает за фронтом разряда кольцевой пучок волн, испытывающих самофокусировку в плазме, реалаксирующей за фронтом разряда. Как показывают теневые фотографии головной части разряда [10], область мелкоячеистой структуры, занимаемой нитевидными каналами достигает около половины диаметра волнового пучка. Таким образом, в кольцевом пучке за фронтом разряда может содержаться до 40% мощности исходного волнового пучка. Самофокусировка такого кольцевого пучка, несмотря на поглощение в плазме УФ-ореола головной части подпорогового разряда, может вызвать образование новых плазмоидов за фронтом разряда. Тем более, что воздух за фронтом разряда после смещения его навстречу пучку возмущен процессами нагрева, возбуждения и ионизации, произошедшими как перед фронтом, так и на самом фронте. При этом, перемещение фронта разряда по оси волнового пучка вызывает перемещение всей картины распределения электрических полей в кольцевом пучке вдоль оси, включая область самофокусировки. Таким образом, представляет интерес изучить эволюцию конкретных процессов, протекающих за фронтом головного плазмоида, в том числе и с точки зрения энергетического баланса в подпороговых разрядах.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В экспериментах использовалась стандартная схема выполнения экспериментов в воздухе при атмосферном давлении на стенде "Факел" (рис. 1). Гауссов пучок гиротрона "Борец 75/0,8" (длина волны 4 мм) после квазиоптического ответвителя, регистрирующего огибающую сигналов прямого и отраженного микроволнового излучения, с помощью поворотного эллиптического зеркала направляется на инициатор разряла. Инициатор представляет собой кольцо из переплетающихся проволок нержавеющей стали. Диаметр инициатора около 5 см, его сечение около 2 см. Инициатор располагался в трех позициях относительно перетяжки (центра каустики) гауссового пучка на расстоянии 0, 10 и 60 см за перетяжкой. Длина каустики волнового пучка около 20 см, а его размер в перетяжке 20 мм на 39 мм, по уровню интенсивности 0.14 от максимальной. Мощность гиротрона варьировалась от 80 кВт до 400 кВт. Измерение скорости перемещения фронта разряда выполнялось микроволновым локационным методом [11] по расчетам низкочастотного спектра биений между сигналами опорного и отраженного микроволнового излучения.

С помощью линейки пяти коллимированных УФ-фотодиодов GUVA-S12SD с полосой чувствительности 240-360 нм, расположенных на расстоянии 50 мм друг от друга, регистрировалось УФ-излучение разряда. Щели коллиматора выполнены в виде прямоугольников 15×1 мм в пластине фольгированного медью текстолита. Пластина расположена на расстоянии 15 мм от линейки светодиодов. Щель коллиматора первого фотодиода располагалась напротив перетяжки микроволнового пучка на расстоянии 10 см от оси волнового пучка. Такое расположение щелей коллиматора позволяет регистрировать УФ-излучение из объема плазменного столба протяженностью 5 см по длине вдоль оси пучка для каждого фотодиода. Обработка временных рядов сигналов УФ-фотодиодов позволяет проверить результаты измерения скорости распространения разряда, полученной микроволновым методом, в области каустики гаусового пучка гиротрона.

Для фотографирования свечения разряда использовалась видеокамера с частотой кадров до 1000 Гц и длительностью экспозиции 5 мкс. Это позволяло регистрировать структуру свечения

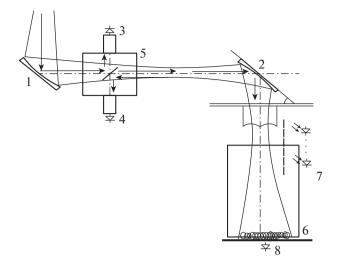


Рис. 1. а) Схема эксперимента. 1, 2 — фокусирующие зеркала; 3 — детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; 4 — детекторная секция регистрации отраженного излучения; 5 — квазиоптический ответвитель; 6 — кольцевой инициатор разряда; 7 — линейка УФ-детекторов; 8 — детекторная секция регистрации прошедшего излучения.

фронта разряда с большим временным разрешением. Ось видеокамеры составляла малый угол с направлением вектора электрического поля микроволн.

Для регистрации огибающей прошедшего за инициатор разряда микроволнового излучения использовалась коллимированная детекторная головка на основе диода Д-407. Входная щель головки располагалась на расстоянии 70 см от центра каустики гауссова пучка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Картина свечения разряда (мощность микроволнового излучения 200 кВт, разряд 59428) при его распространении от инициатора из области с низкой напряженностью электрического поля, в область каустики гауссового пучка гиротрона, с максимальной напряженностью электрического поля, представлена на рис. 2. На кадрах этого разряда яркое свечение отдельных линейных разрядов сливается в сплошное яркое свечение фронта разряда. За фронтом разряда, по оси волнового пучка наблюдается диффузное свечение, интенсивность которого меняется вдоль оси. На краях разряда видны яркие точки и более широкие области локализованного свечения. Отдельные яркие точки наблюдаются и на оси волнового пучка. Фото разряда является проекцией на плоскость нормальную к вектору электрического поля микроволнового излучения. Поэтому яркие точки

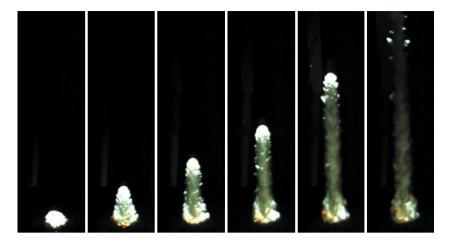


Рис. 2. Кадры разряда 59428. Мощность микроволнового излучения 200 кВт. Инициатор разряда на расстоянии около 60 см от центра каустики пучка.

свечения на оси могут являться точками, расположенными по радиусу на удалении от оси пучка.

Через 6 мс после начала разряда фронт разряда оказывается вне области видимости видеокамеры. При этом диффузное свечение сохраняется только вблизи инициатора разряда (рис. 2). Первый фотодиод регистрирует появление фронта разряда через ~6 мс (рис. 3), т.е. в момент времени 54.9 мс, когда фронт разряда находится в центре каустики волнового пучка. Об этом свидетельствует также регистрация в этот момент времени максимальной частоты биений отраженного излучения (рис. 4б).

При дальнейшем перемещении фронта разряда на 20 см, о чем свидетельствует регистрация УФ-излучения пятым фотодиодом на 56.05 мс, регистрируются интенсивные импульсы УФ-из-

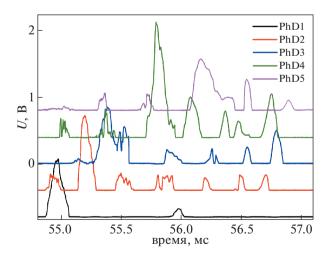


Рис. 3. Сигналы фотодиодов УФ-излучения разряда 59428. Время переднего фронта микроволнового импульса 48.25 мс.

лучения четвертым фотодиодом на 56.1 мс, 56.35 мс и 56.75 мс, а также первым фотодиодом на 56.0 мс. Таким образом, мы имеем регистрацию плазмоидов за фронтом основного, первого плазмоида, регистрируемого пятым фотодиодом линейки на 56.05 мс. Судя по последнему кадру рис. 2, эти плазмоиды могут быть смещены по радиусу пучка относительно центра пучка. Это естественно ожидать, имея в виду кольцевую структуру пучка, возникающую в результате поглощения микроволн головной частью разряда.

Смещение фронта разряда вдоль каустики волнового пучка вызывает изменение процесса самофокусировки волнового пучка, что отчетливо регистрируется по сигналу огибающей прошедшего микроволнового излучения (рис. 4а). За передним фронтом микроволнового импульса происходит резкое повышение интенсивности прошедшего излучения. Затем следует провал и перекрытие микроволнового пучка разрядом примерно 3 мс.

Далее, при смещении фронта разряда, происходит постепенное увеличение интенсивности прошедшего излучения, которое достигает 20% начального значения. Это свидетельствует о наличии процесса самофокусировки микроволнового излучения. При дальнейшем движении головного плазмоида, интенсивность прошедшего излучения падает. Это может свидетельствовать о смещении перетяжки самосфокусированного волнового пучка за область детекторной головки измерения огибающей прошедшего излучения. Приняв это предположение можно рассчитать параметры самосфокусированного микроволнового пучка.

При увеличении мощности микроволнового излучения до 300 кВт (разряд 53433) время перекрытия пучка сокращается, а величина сигнала огибающей прошедшего излучения возрастает до

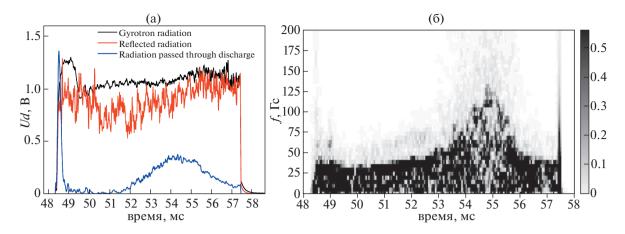


Рис. 4. а) Сигналы огибающих прямого микроволнового излучения, прошедшего через разряд излучения и отраженного излучения, смешанного с прямым, разряд 59428. б) Трехмерный Фурье-спектр огибающей сигнала отраженного излучения, смешанного с прямым, разряд 59428.

значения около 35% от всплеска на переднем фронте импульса микроволнового излучения (рис. 5). При этом момент достижения фронтом разряда центра каустики сокращается с 6.2 мс для 200 кВт до 3 мс, как это видно по сигналу первого фотодиода на рис. 6. На том же рисунке видно регистрацию вторичных плазмоидов на 52.63 мс (первый фотодиод), на 52.75 мс (третий фотодиод), на 53.25 мс (четвертый фотодиод), после того как фронт разряда прошел пятый фотодиод в момент времени 52.5 мс.

Кадры с периодом 1 мс и временем экспозиции 5 мкс (рис. 7) дают представление о картине свечения разряда. Если в первом кадре регистрируется свечение около инициатора разряда, то на втором кадре свечение разряда находится на рас-

циатора разряда. На фоне слабого диффузного свечения видны яркие пятна. При этом сохраняется широкая область яркого свечения, привязанная к инициатору разряда. На третьем кадре за головным плазмоидом сохраняется область диффузного свечения с отдельными яркими пятнами. Расстояние от фронта разряда до инициатора разряда составляет около 30 см. При этом сохраняется область яркого свечения у поверхности инициатора. На четвертом и пятом кадрах на темном фоне видны лишь отдельные яркие области на траектории волнового пучка и яркая область, отстоящая примерно на 3 см от поверхности инициатора. Такая сложная картина свечения может быть объяснена протеканием двух процессов в релаксирующей плазме волнового пучка за фрон-

стоянии около пятнадцати сантиметров от ини-

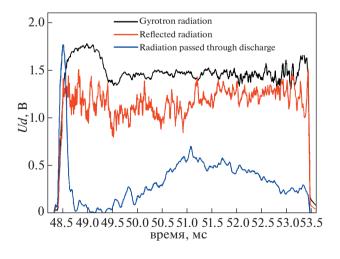


Рис. 5. Сигналы огибающих прямого микроволнового излучения, прошедшего через разряд излучения и отраженного излучения, смешанного с прямым, разряд 59433. Мощность микроволнового излучения 300 кВт.

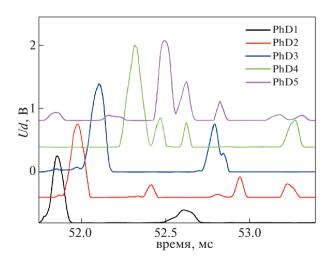


Рис. 6. Сигналы фотодиодов УФ-излучения разряда 59433. Время переднего фронта микроволнового импульса 48.25 мс.

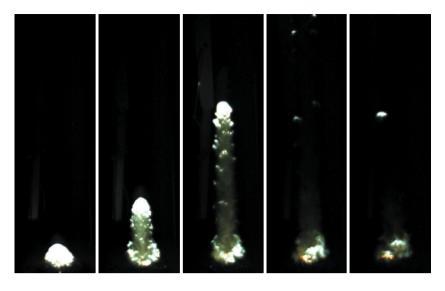


Рис. 7. Кадры разряда 59433.

том разряда. Кольцевое распределение поля за счет совместного действия ионизации и рекомбинации [4] и создает кольцевое распределение плотности плазмы. Такое распределение концентрации плазмы может вызвать самофокусировку внутренней части волнового пучка [2] и расширение его наружных частей. Это и регистрирует сигнал огибающей прошедшего излучения (рис. 5), а также подтверждает яркое свечение на поверхности инициатора.

Уменьшение на 10 см расстояния от инициатора до центра каустики приводит к перекрытию прошедшего излучения на переднем фронте импульса излучения (рис. 8). По мере смещения

фронта разряда к центру каустики первичного волнового пучка наблюдаются колебания интенсивности прошедшего излучения большой амплитуды. После достижения фронтом разряда перетяжки помимо колебаний интенсивности наблюдается и непрерывное увеличение среднего значения сигнала. Факт прохождения фронтом разряда перетяжки фиксируется первым фотодиодом линейки (рис. 9). Далее, при смещении на 15—20 см фронта разряда, регистрируется генерация УФ-излучения вторичных плазмоидов в виде импульсов (рис. 9). Так задний фронт третьего импульса на четвертом фотодиоде линейки перекрывает передний фронт импульса на пятом фо-

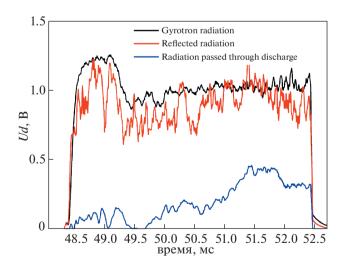


Рис. 8. Сигналы огибающих прямого микроволнового излучения, прошедшего через разряд излучения и отраженного излучения, смешанного с прямым, разряд 59620. Инициатор разряда на расстоянии около 10 см от центра каустики пучка.

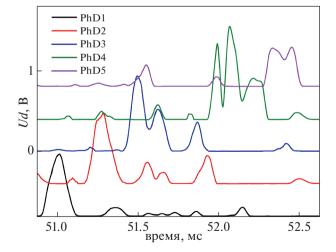


Рис. 9. Сигналы фотодиодов УФ-излучения разряда 59620. Время переднего фронта микроволнового импульса 48.25 мс.

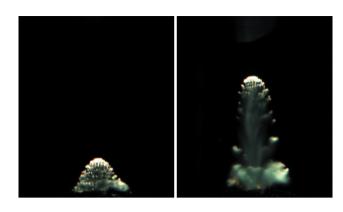


Рис. 10. Кадры разряда 56290. Мощность микроволнового излучения 200 кВт. Инициатор разряда в центре каустики пучка.

тодиоде линейки. Это означает, что в момент достижения фронтом разряда пятого фотодиода наблюдается свечение в области, смещенной на 5 см за фронт. Передний фронт импульса четвертого фотодиода (59.1 мс) перекрывается задним фронтом третьего (51.95 мс) и второго (52.0 мс) фотодиодов. Передний фронт импульса третьего фотодиода (51.4 мс) перекрывается импульсами второго фотодиода (51.65 мс, 51.85 мс, 52.0 мс).

Картина свечения разряда в области перетяжки пучка была получена и при смещении инициатора почти до центра перетяжки пучка (рис. 10, разряд 56290). Свечение головной части разряда представляет собой пять-шесть рядов яркосветящихся слегка размытых точек. На самом фронте яркость свечения точек такова, что они сливаются друг с другом. Поскольку, как упоминалось, фото является проекцией на плоскость боковой поверхности разряда, то ряды светящихся точек в глубине головной части разряда являются фото линейных разрядов. Эти линейные разряды пронизывают боковую поверхность головного плазмоида, охватываемую волновым пучком. По мере смещения разряда вдаль от перетяжки пучка за разрядом остается диффузное свечение. На фоне этого свечения регистрируются широкие области повышенной яркости относительно яркости фона. Локализованные яркие области диффузного свечения регистрируются по краям разряда и в первой четверти от поверхности инициатора. Это является свидетельством возбуждения этих локальных областей полем волны, испытывающей самофокусировку в плазме УФ-ореола головной части разряда.

Сопоставление сигналов огибающей прошедшего излучения (рис. 4 и 8) показывает, что смещение инициатора, увеличивающее длину траектории волнового пучка на 48 см, вызывает уменьшение в два раза интенсивности прошедшего излучения. Такое понижение интенсивности прошедшего излучения естественно приписать

увеличению поглощения микроволнового излучения вторичными плазмоидами за счет увеличения размера и числа плазмоидов. И это несмотря на то, что при расположении инициатора в области перетяжки волновой пучок полностью перекрывается инициатором на фронте микроволнового импульса. Таким образом, можно ожидать значительных величин (десятки процентов) энерговклада в этих областях после прохождения фронта разряда.

Данный эффект может быть использован в схемах реактора с многомодовым волноводом [12], для повышения коэффициента поглощения микроволнового излучения. Для этого необходимо использовать два отражения пучка от стенок волновола.

Эффект образования плазмоидов за фронтом разряда может иметь место в случае волны пробоя при достаточно высокой длительности микроволнового импульса в области ниже порога пробоя, где будет распространяться волна ионизации в форме самоподдерживающегося несамостоятельного (СНС) разряда. Такого эффекта можно ожидать в условиях, рассмотренных, например, в работах [13—19].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Регистрация свечения волны ионизации в подпороговом разряде в воздухе видеокамерой со временем экспозиции кадра 5 мкс показывает, что фронт разряда представляет собой плазмоид, состоящий из нитевидных разрядов, вытянутых вдоль вектора электрического поля. За головным плазмоидом существует область диффузного свечения с отдельными, локальными ярко светящимися областями. При этом фотодиоды регистрируют всплески УФ-излучения (240—360 нм) на расстоянии 5—20 см от головного плазмоида. Это свидетельствует о генерации вторичных плазмоидов в электрическом поле прошедшего через головной плазмоид микроволнового излучения.

Наблюдаемый эффект генерации вторичных плазмоидов за фронтом головного разряда качественно может быть объяснен локальным возбуждением свечения в микроволновом поле в плазме при самофокусировке кольцевого волнового пучка. Кольцевой пучок возникает за головным плазмоидом из-за поглощения центральной части Гауссового волнового пучка гиротрона.

Увеличение длины траектории волны ионизации за перетяжкой волнового пучка ведет к уменьшению интенсивности волнового пучка на его оси, прошедшего за область возбуждения разряда. Это может происходить за счет увеличения поглощения микроволн при удлинении траектории волнового пучка.

Генерация вторичных плазмоидов за головным плазмоидом повышает энергоэффективность процесса ионизации в целом.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (проект № 17-12-01352-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Изд. 2-е, доп. и перераб. М.: Наука, 1992. 536 с.
- 2. *Аскарьян Г.А.*, *Студёнов В.В.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 3. С. 113.
- 3. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // XLV Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 2—6 апреля 2018. Тезисы докладов. С. 223.
- Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 6. С. 572.
- 5. Грицинин С.И., Дорофеюк А.А., Коссый И.А., Магунов А.Н. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1068.
- 6. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Коссый И.А., Нефедов В.И., Сарксян К.А., Харчев Н.К. // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 5. С. 429.
- 7. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 9. С. 838.
- 8. Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Зорин В.Г., Лучинин А.Г., Семенов В.Е. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. В. 5. С. 1695.
- 9. Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Коссый И.А., Тарасова Н.М. //

- Краткие сообщения по физике ФИАН. 1984. № 9. C. 32.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Моряков И.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 1. С. 88.
- Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 952.
- 12. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончеков Е.М., Коссый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 5. С. 476.
- 13. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В., Литвак А.Г., Семенов В.Е. Электродинамика неравновесного разряда в волновых полях // В сб.: Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький: ИПФ АН СССР. 1988. С. 41.
- 14. *Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М.* Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН, 1986. 184 с.
- Matveyev A.A., Silakov V.P. // Phys. Rev. E. 1996. V. 54.
 № 4. P. 4121.
- Cook A.M., Hammelt J.S., Shapiro M.A., Temkin R.J. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 100704.
- Nakamura Y., Komurasaki K., Fukunari M., Koizumi H. // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 033303.
- Sidorov A., Razin S., Veselov A., Viktorov M., Vodopyanov A., Luchinin A., Glyavin M. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. 093509.
- Shimamura K., Yamasaki J., Miyawaki K., Minami R., Kariya T., Yang J., Yokota S. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. 033505.

ПАМЯТИ ЛЬВА МИХАЙЛОВИЧА КОВРИЖНЫХ (12.09.1931—05.07.2021)

DOI: 10.31857/S0367292121100127



На 90-м году жизни скончался выдающейся ученый доктор физико-математических наук, профессор Лев Михайлович Коврижных.

В 1955 г. после окончания физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова Л.М. Коврижных поступил на работу в Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН), в лабораторию ускорителей, которой руководил академик В.И. Векслер. Лев Михайлович сразу включился в напряженную работу по разработке теории новых типов ускорителей. За 4 года работы им был выполнен цикл исследований как по традиционным методам ускорения заряженных частиц, так и по теории новых методов радиационного ускорения плазменных сгустков. Такая интенсивная и плодотворная работа позволила Коврижных Л.М. уже в 1959 г. защитить кандидатскую диссертацию. После защиты диссертации он переключился на изучение физики плазмы, на исследование турбулентности и нелинейного взаимодействия волн. В 1967 г. им была защищенная докторская диссертация по статистической теории взаимодействия волн в плазме. В последующие годы Коврижных Л.М. внес значительный вклад в развитие теории взаимодействия мощных электромагнитных волн с неоднородной плазмой и ускорение заряженных частиц в усиленном поле в области плазменного резонанса.

В дальнейшем научные интересы Льва Михайловича сместились в сторону физики высокотемпературной плазмы и ее удержания в замкнутых магнитных конфигурациях, в первую очередь, в стеллараторах. Такие исследования применительно к проблеме управляемого термоядерного синтеза велись в секторе физики плазмы ФИАНа, которым Лев Михайлович руководил с 1975 г. Позднее работы по термоядерным исследованиям под его руководством были продолжены уже в лаборатории образованного в 1982 г. Института общей физики АН СССР. Им выполнены пионерские работы по устойчивости структуры винтовых магнитных полей с учетом давления удерживаемой плазмы и компенсации резонансных возмущений в тороидальных магнитных ловушках. Эти исследования привели к разработке новой концепции построения стеллараторных магнитных конфигураций, и теперь применяются во многих ведущих лабораториях мира, в которых работают современные стеллараторы.

Лев Михайлович Коврижных являлся одним из создателей неоклассической теории переноса заряженных частиц и энергии плазмы в тороидальных магнитных системах. Эта теория является основой для расчета потерь в современных магнитных ловушках типа стелларатор и токамак. За цикл работ «Теория термоядерной тороидальной плазмы», выполненных в 1959—1980 гг. в составе коллектива ученых он был награжден Ленинской премией в 1984 г.

Научные работы Л.М. Коврижных получили международное признание, за большой вклад в развитие международных связей в области физике плазмы и УТС в 2002 г. Л.М. Коврижных награжден российским орденом "Дружбы".

Трудно переоценить научно-организаторскую роль Л.М. Коврижных в исследованиях по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу в нашей стране. В течение многих лет он руководил научным советом Отделения физических наук РАН по физике плазмы. Проводимая с 1973 г. под эгидой этого совета Звенигородская конфе-

ренция по физике плазмы и УТС, ставшая ныне международной, является, без сомнения, одним из самых любимых летин Л.М. Коврижных. После кончины М.С. Рабиновича в 1982 г. Лев Михайлович возглавил Программный комитет этой конференции и оставался бессменным председателем этого основного форума плазменщиков в СССР и в РФ вплоть до 2020 года. Не менее важна в организации отечественной плазменной науки его роль как заместителя главного редактора академического журнала "Физика плазмы", издаваемого в нашей стране с 1975 г. Именно в этом журнале Лев Михайлович с соавторами наряду с научными статьями регулярно публиковал обзоры о состоянии исследований в области физики плазмы и плазменных технологий в России по материалам Звенигородских конференций, которые служили оперативными дайджестами по данной тематике. Прекрасный лектор, умный и обаятельный собеседник, способный "на пальцах" объяснить сложную физическую проблему, подтянутый и спортивный облик — благодаря этим своим чертам Лев Михайлович вызывал заслуженное восхищение у молодого поколения и привлекал много молодых специалистов в нашу науку.

Сообщество ученых, работающих в области физики плазмы, высоко ценит вклад в науку Льва Михайловича Коврижных. Будем помнить его как прямого и доброжелательного человека в общении с коллегами и друзьями.

Коллеги

ПАМЯТИ ЮРИЯ ГРИГОРЬЕВИЧА КАЛИНИНА (05.11.1940–05.03.2021)

DOI: 10.31857/S0367292121090079



Ушел из жизни блестящий ученый, прекрасный добрый человек Юрий Григорьевич Калинин. Детство и школьные годы Юрия Григорьевича прошли в Киеве. Во время учебы в Московском физико-техническом институте Юрий Григорьевич Калинин, как и многие студенты, на волне романтики активно участвовал в новом движении КВН, ездил в геологические партии в Якутию в качестве радиста. Окончил физтех в 1965 г., выполнив дипломную работу на тему "Распространение косых магнитозвуковых волн большой амплитуды". Экзамен "теоретического минимума" по физике сдал лично Льву Давидовичу Ландау.

Свою научную работу Юрий Григорьевич начал в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова в секторе Е.К. Завойского. В середине 1960-х в связи с обнаружением различных плазменных неустойчивостей большую популярность приобрели идеи турбулентного нагрева плазмы. В частности, было обнаружено, что если плотность тока в плазме превышает некоторое критическое значение, то в ней возбуждается ионно-звуковая неустойчивость, в результате чего плазма приобретает аномально высокое сопротивление и нагревается более эффективно, чем в режиме обычного джоулевого нагрева. Одной из первых работ, системно описывающих это явление, стала кандидатская диссертация Ю.Г. Калинина.

Впоследствии основные научные интересы Ю.Г. Калинина сместились в сторону инерциального термоядерного синтеза и мощных импульсных генераторов Релятивистских электронных пучков. Красной линией через его исследования проходит использование эффекта Штарка для выявления особенностей в поведении импульсной плазмы. При его активном участии были выполнены пионерские работы на установках НПР-2, "Мираж", "Ангара-1", модуль "Ангары-5", PC-20, "Кальмар", в которых были опробованы новые экспериментальные схемы концентрации энергии в электродинамических системах. Это и многократно увеличенный энерговклад в мишень за счет магнитного стоппинга сильноточных электронных пучков, и острая фокусировка пучков, и схема "лайнер-мишень", позволяющая трансформировать энергию сжимающейся цилиндрической оболочки в поток тепла на мишень и укоротить время энерговклада, и двухоболочечные лайнеры, стабилизирующие процесс сжатия вещества проходящим по нему током. Была продемонстрирована возможность пропускания мегаамперных токов по линиям с магнитной самоизоляцией в миниатюрных миллиметровых масштабах. Впервые в мире была изучена эволюция пространственного распределения электрического поля в плазменных размыкателях. В 2000 г. Ю.Г. Калинин защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Динамика плазмы в диодах сильноточных генераторов".

Юрий Григорьевич Калинин — один из ведущих российских специалистов в области физики плазмы и термоядерного синтеза, автор более чем двухсот оригинальных научных работ и монографий. В последнее время он вел несколько важнейших проектов по фундаментальной и прикладной научной тематике, в том числе связанных с поддержанием обороноспособности нашей Родины. В возглавляемом им Отделе источников излучения Курчатовского комплекса физико-химических технологий на уникальной по энергетике установке Стенд-300 проводились многочисленные совместные эксперименты с коллегами из Франции, Китая и Чехии.

Юрий Григорьевич Калинин был членом диагностической комиссии Министерства среднего машиностроения, заместителем председателя диссертационного совета по физике плазмы, экспертом нескольких научных фондов и председателем экспертного совета по физике плазмы Российского фонда фундаментальных исследований.

Юрий Григорьевич воспитал целую плеяду молодых исследователей, занимаясь со студента-

ми, дипломниками и аспирантами МГУ, МФТИ, МИФИ, МЭИ и других столичных вузов. Для многих он был не просто научным руководителем и начальником, но и наставником, учителем и другом. Нам будет очень не хватать Юрия Григорьевича...

Коллеги